

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE · BAND 23 · HEFT 3 · JUNI 1935

Dr. h. c. Arthur Meiner

zum 70. Geburtstage

Am 28. Juni hat Herr Hofrat Dr. h. c. Arthur Meiner, unter dessen Obhut die Annalen der Physik erscheinen, das siebente Jahrzehnt seines an Arbeit und Erfolgen reichen Lebens vollendet.

Vor 45 Jahren übernahm er das Verlagsgeschäft Johann Ambrosius Barth, das damals ziemlich klein war, nachdem es schon bessere Zeiten erlebt hatte. Das Rückgrat des Verlags bildeten, wie Meiner selbst erzählt, die Annalen der Physik und deren Beiblätter, sowie das Journal für praktische Chemie. Daneben waren in den letzten Jahren nur wenige Bücher hergestellt worden.

Heute jedoch hat der Verlag, wie jeder weiß, einen Umfang angenommen, der die größte Achtung vor der klugen und umsichtigen Führung durch Dr. Meiner einflößt. Und das um so mehr, als die Zeiten des Krieges, der Inflation und der Wirtschaftskrise dem Geschäft viele Gefahren brachten.

Diese Gefahren haben auch die Annalen der Physik bedroht. Daß es Dr. Meiner gelungen ist, diese älteste deutsche physikalische Zeitschrift, an deren Blühen und Gedeihen die deutschen Physiker als Autoren und alle Physiker des Erdballs als Leser das größte Interesse haben, durch alle Nöte der Zeiten hindurch zu retten und immer wieder zu Ansehen zu bringen, das wollen wir heute dankbar anerkennen. Wir glauben der Zustimmung der Autoren und Leser der Annalen sicher zu sein, wenn wir Herrn Dr. Arthur Meiner an dieser Stelle zu seinen Erfolgen die herzlichsten Glückwünsche aussprechen.

E. Grüneisen
M. Planck

***Streuung von Poloniumalphateilchen
an Sauerstoff und Neon***
Von Wolfgang Riezler

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Rostock)

(Mit 5 Figuren)

Einleitung

Als erster hat Rutherford¹⁾ durch Streuung von Alphateilchen an Wasserstoff nachgewiesen, daß für diesen Prozeß das klassische Rutherford'sche Streugesetz nicht mehr gilt. Die Versuche wurden von Chadwick und Bieler²⁾ weitergeführt, die Abweichungen bis zu einem Faktor 100 von diesem Gesetz feststellen konnten. Als weitere Beispiele anomal streuender Substanzen untersuchten Bieler³⁾ und Rutherford und Chadwick⁴⁾ Magnesium, Aluminium und Helium. Später stellten der Verf.⁵⁾ Versuche an Beryllium, Bor, Kohlenstoff und Aluminium an. Gleichzeitig untersuchte Hermstrüver⁶⁾ die Streuung von Alphateilchen an Beryllium und Aluminium.

Soweit nicht Streuung an gleichartigen Teilchen vorliegt, also von Alphateilchen an Helium, muß man aus dem Auftreten einer Anomalie schließen, daß die Alphateilchen in einen Bereich des Kernfeldes gelangen, für den das Coulombsche Gesetz nicht mehr gilt. Diese Aussage gilt sowohl unter Zugrundelegung klassischer Bewegungsgesetze als auch nach der Wellenmechanik, also unabhängig von der speziellen Theorie. Schon aus den Bielerschen Messungen, besonders aber aus denen von Hermstrüver folgt, daß sich der Beginn der anomalen Streuung nicht etwa auf einen kleinsten Kernabstand zwischen den beiden Stoßpartnern zurückführen läßt, wie dies auf Grund klassischer Bewegungsgesetze zu erwarten

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **37**. S. 537. 1919.

2) J. Chadwick u. E. S. Bieler, Phil. Mag. **42**. S. 923. 1921.

3) E. S. Bieler, Proc. Roy. Soc. London A. **105**. S. 434. 1924.

4) E. Rutherford u. J. Chadwick, Phil. Mag. **50**. S. 899. 1925; Phil. Mag. **4**. S. 605. 1927; J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. London A. **128**. S. 114. 1930.

5) W. Riezler, Proc. Roy. Soc. London A. **134**. S. 154. 1931.

6) C. Hermstrüver, Tübinger Dissertation 1932.

wäre. Es zeigt sich vielmehr, daß der Einsatz der anomalen Streuung in den beobachteten Fällen im wesentlichen von der Energie der einfallenden Alphateilchen, aber nur wenig vom Streuwinkel abhängt. Diese Tatsache ist auf Grund der heute gültigen Theorie auch ohne weiteres verständlich¹⁾. Es kann demnach schon wesentliche Aufschlüsse über den Atomkern bringen, wenn wir für bestimmte Streusubstanzen die Geschwindigkeit der einfallenden Alphateilchen, nicht aber den Streuwinkel verändern. Diese Methode hat auch den großen Vorteil, daß sich Abweichungen vom Rutherford'schen Streugesetz ohne Rücksicht auf die Geometrie des Apparats und ohne Voraussetzung einer normal streuenden Eichsubstanz direkt aus der Messung ergeben. Denn für eine normal streuende Substanz müssen sich dann die Zahlen der in den Zähler gestreuten Alphateilchen genau umgekehrt proportional wie die vierten Potenzen ihrer Primärgeschwindigkeiten verhalten. Hiervon wurde bei den vorliegenden Messungen Gebrauch gemacht, bei denen die Streuung von Alphateilchen im konstanten Winkelbereich von 55° — 90° an Sauerstoff und Neon untersucht wurde.

Versuchsanordnung

Die geometrische Anordnung der Streuapparatur entsprach im wesentlichen derjenigen, welche Rutherford und Chadwick bei

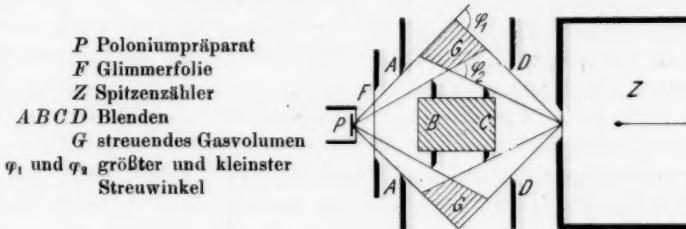


Fig. 1. Schema der Versuchsanordnung

ihren Versuchen über die Streuung an Helium angewandt haben. Der für die Streuung wirksame Gasraum G war durch die Aluminiumblenden A, B, C, D bestimmt (Fig. 1). Der größte Streuwinkel war $\varphi_1 = 90^\circ$, der kleinste $\varphi_2 = 55^\circ$. Der Raum zwischen den

1) Einen zusammenfassenden Bericht über die theoretischen Grundlagen der anomalen Streuung gibt G. Beck im Marxschen Handbuch der Radiologie, VI/1, S. 369 ff.; 2. Aufl. Leipzig 1933.

Blenden *B* und *C* war mit Blei ausgefüllt, um den Zähler vor der harten Gammastrahlung des Poloniums¹⁾ zu schützen.

Als aktives Präparat diente eine Poloniumquelle *P* von 4 mm Durchmesser. Da die Geschwindigkeit der Alphateilchen möglichst gut definiert sein mußte, wurde auf besondere Reinheit des Präparats geachtet. Folgende Methode erwies sich als geeignet, besonders reine Poloniumlösungen zu erhalten:

Das vorgereinigte Polonium wurde aus schwach salpetersaurer Lösung auf ein Platinblech von etwa 3 cm^2 Oberfläche mit etwa 10 mA Stromstärke kathodisch abgeschieden. Dieses Blech wurde dann einige Zeit in etwa 20%iger Salpetersäure gebadet, wodurch ein großer Teil der störenden Verunreinigungen abgelöst wurde, während das Polonium vollständig auf der Elektrode blieb. Dieses wurde dann mit konzentrierter Salzsäure abgelöst und nach den üblichen Methoden auf einen Silberknopf niedergeschlagen. Die häufig anhaftende Chlorsilberschicht wurde mit 10%iger Ammoniaklösung abgewaschen. Jede einzelne Quelle wurde vor und nach der Benutzung auf die Homogenität ihrer Alphastrahlung hin untersucht. Die Präparatstärken waren im allgemeinen etwas mehr als ein Millicurie.

Zur Veränderung der Reichweiten dienten Glimmerfolien *F*, welche durch einen Schliff vor das Präparat gebracht werden konnten. Sie waren alle aus der gleichen Lepidolithplatte hergestellt. Die Bestimmung der Dicke einiger besonders gut ausmeßbarer Stücke geschah durch Wägung. Die übrigen Folien wurden durch Auszählung Talbotscher Interferenzstreifen in einem Kontinuum mit den gemessenen verglichen.

Präparat und Zähler waren durch dünne Glimmerfolien von etwa 1 mm Luftäquivalent vom Streuraum abgeschlossen. Das Häutchen vor dem Zähler war auf der Zählerseite durch Kathodensterzäubung leicht versilbert. Die drei Räume mußten getrennt voneinander durch Kapillaren ausgepumpt werden. Da die Häutchen schon bei geringen Druckdifferenzen platzen, waren die drei Gasräume noch mit Gummiblasen verbunden, welche in einem gemeinsamen Volumen hingen. So konnten bei einiger Vorsicht während des Auspumpens keine Druckunterschiede auftreten.

Um Störungen durch sekundäre Röntgenstrahlen nach Möglichkeit zu vermeiden, war der Spitzenzähler mit Wasserstoff gefüllt. Dies erwies sich bei den Eichmessungen mit Argon als ausreichend. In Fig. 2 sind die Ausschläge eines mit Wasserstoff gefüllten

1) W. Bothe u. H. Becker, Ztschr. f. Phys. 66, S. 307. 1930.

Zählers (*a*) und die eines mit Argon gefüllten Zählers (*b*) aufgetragen. Die Kurve *a* entspricht genau der nach dem Rutherford-Gesetz zu erwartenden Verteilung; Kurve $c = b - a$ ist als Maß für die sekundäre Röntgenstrahlung anzusehen, sie steigt mit zunehmender Einfallsgeschwindigkeit etwas an. Es ist demnach

- a* Ausschläge für Argon mit wasserstoffgefülltem Zähler
- b* dasselbe mit argongefülltem Zähler
- $c = b - a$ sekundäre Röntgenstrahlung

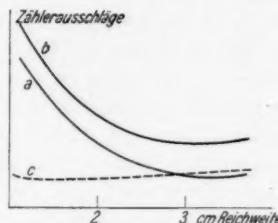


Fig. 2. Ausschläge mit argongefülltem und wasserstoffgefülltem Zähler

nicht anzunehmen, daß *a* noch durch sekundäre Röntgenstrahlen beeinflußt ist. Der Wasserstoffzähler ist also für die *K*-Strahlung des Argons von 3 kV nicht mehr empfindlich¹⁾.

Wesentlich anders liegt die Sache für die erheblich weicheren Strahlungen von Neon (840 Volt) und Sauerstoff (510 Volt). Hier zeigte sich auch mit dem wasserstoffgefüllten Zähler ein sehr merklicher Effekt, der zweifellos auf die *K*-Strahlung der betreffenden Elemente zurückzuführen war. Diese Strahlung konnte durch Zwischenschalten von Goldfolien von insgesamt $0,3 \mu$ Dicke abgeschirmt werden. Eine Messung des Schwächungskoeffizienten in Gold ergab für die Sauerstoffstrahlung $\frac{\mu}{\rho} \sim 5000$, für die Neonstrahlung

$\frac{\mu}{\rho} \sim 7000$. Beachtenswert ist, daß die weichere Sauerstoffstrahlung weniger absorbiert wird, als die Neonstrahlung. Dies ist darauf zurückzuführen, daß zwischen 500 und 800 Volt die *N*-Sprünge des Goldes liegen.

Der Zähler mußte ausschließlich als Auslösezähler benutzt werden, da nur niedrige Drucke verwendet werden konnten. Damit die reflektierten Alphateilchen noch in den Zähler gelangen konnten, durften die angewandten Gasdrücke in den meisten Fällen nicht über 80 mm liegen; auch mußte im Zähler der gleiche Druck herrschen, wie im Gasraum, da sonst die dünne Verschlußfolie zerriß. Für diese niedrigen Drucke wäre der Arbeitsbereich eines Proportionalzählers außerordentlich schmal und schlecht definiert

1) W. Bothe u. H. Fränz, Ztschr. f. Phys. 49, S. 9. 1928.

gewesen.¹⁾ Als Ableitwiderstand für den Zähler diente eine unterheizte Glühkathodenröhre mit gut isoliert ausgeführten Elektroden. Die Zählimpulse wurden durch einen Zweiröhrenverstärker gleichzeitig auf einen Lautsprecher und auf das Gitter eines Thyatron²⁾ übertragen. Durch das Thyatron wurde ein Telephonesprächszähler betrieben. Die gezählten Teilchenzahlen lagen zwischen 6 und 30 in der Minute. Der Nulleffekt war etwa 2—4 pro Minute.

Zur Eichung der Apparatur wurde Argon verwendet. Es zeigte sich, daß die Streuung an Argon über den beobachteten Bereich umgekehrt proportional dem Quadrat der Energie der einfallenden Alphateilchen war, so daß anzunehmen ist, daß für Argon in diesem Bereich das Rutherford'sche Gesetz gilt. Nur für den letzten Punkt der Argonkurve, der der größten Einfallsenergie entspricht, zeigte sich eine merkliche Abweichung vom klassischen Streugesetz. Es ist nicht ganz unmöglich, daß diese Abweichung reell ist. Daher wurde dieser Punkt bei der Mittelbildung für die Eichung nicht mitgerechnet. Die gefundenen Absolutwerte stimmten auf 5% mit den Werten überein, die aus der Geometrie der Apparatur unter Zugrundelegung des klassischen Streugesetzes errechnet waren³⁾.

Wenn man die Mitbewegung des gestoßenen Kernes mitberücksichtigt, so muß man der Rutherfordformel noch ein Korrektionsglied beifügen. Dieses läßt sich nach Darwin⁴⁾ berechnen. In dem beobachteten Winkelbereich sind die Korrektionsfaktoren folgende: für Argon 0,971, für Neon 0,944 und für Sauerstoff 0,931.

Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen sind in der nebenstehenden Tabelle dargestellt. Zunächst sind für Argon, Neon und Sauerstoff die gemessenen Teilchenzahlen pro Minute, Millicurie und 40 mm Gasdruck angegeben. Die nächste Spalte zeigt das Verhältnis der beobachteten Teilchenzahl zu der, die man auf Grund des klassischen Gesetzes erwarten müßte. Die zu erwartenden Zahlen sind so normiert, daß für Argon das angegebene Verhältnis im Durchschnitt Eins wird, wobei, wie oben erwähnt, der letzte Meßpunkt nicht mitberücksichtigt wurde. Man könnte die Normierung eben-

1) K. Held, Kieler Dissertation 1930.

2) Für die Überlassung von zwei kleinen edelgasgefüllten Relaisthyatronen, die sich ausgezeichnet bewährten, bin ich Herrn Dr. A. Glaser vom Forschungsinstitut der AEG zu großem Dank verpflichtet.

3) Herr Dr. C. Reinsberg leistete mir bei der Berechnung der Apparaturkonstanten wertvolle Hilfe, wofür ich ihm auch an dieser Stelle herzlich danke.

4) C. G. Darwin, Phil. Mag. 27. S. 499. 1914.

sogut durch die geometrisch errechnete Apparaturkonstante vornehmen, die sich, wie oben angegeben, nicht wesentlich von dem aus Argon berechneten Wert unterscheidet.

In den Figuren ist als Abszisse die Energie der einfallenden Alphateilchen aufgetragen, als Ordinate das Verhältnis der gemessenen Streuung zur klassischen. Die Strichlänge durch die einzelnen Meßpunkte bezeichnet den wahrscheinlichen statistischen Fehler.

Die Argonkurve (Fig. 3) entspricht genau dem Rutherford'schen Gesetz. Nur der letzte Punkt, der der höchsten Einfallsenergie entspricht, liegt 23% über dem erwarteten Wert, während der wahrscheinliche Fehler an dieser Stelle nur 7% ist.

Bei Neon (Fig. 4) zeigen sich bis $8,0 \cdot 10^{-6}$ Erg Einfallsenergie noch keine nennenswerten Abweichungen vom klassischen Streugesetz.

Die Streukurve für Sauerstoff (Fig. 5) entspricht für kleine Geschwindigkeiten der klassischen Verteilung. Von $7,0 \cdot 10^{-6}$ Erg an bleiben die gemessenen Teilchenzahlen hinter den Rutherford'schen Streuwerten zurück. Bei $8,0 \cdot 10^{-6}$ Erg Einfallsenergie ist die beobachtete Streuung bereits auf 58% des normalen Wertes gesunken.

Deutung der Versuchsergebnisse

Legen wir das Gamow'sche Kernmodell zugrunde, so entsteht immer dann anomale Streuung, wenn die auftreffenden Teilchen in

Tabelle

Einfallende Alphateilchen	Reichweite in mm Luft	Energie in 10^{-6} Erg	Argon		Neon		Sauerstoff	
			Teilchenzahl pro Minute und Millicurie	Verhältnis zur Rutherford- streuung	Teilchenzahl pro Minute und Millicurie	Verhältnis zur Rutherford- streuung	Teilchenzahl pro Minute und Millicurie	Verhältnis zur Rutherford- streuung
11,8	3,3	22,5	1,01	1,04	6,82	1,04	—	—
15,2	4,1	13,83	0,98	1,04	4,44	1,04	5,05	0,94
18,8	4,9	9,44	0,95	0,87	2,60	0,87	4,08	1,08
22,8	5,6	7,12	0,92	1,01	2,35	1,01	2,86	0,98
26,4	6,3	6,41	1,06	1,70	1,94	0,94	2,31	1,01
30,0	6,9	5,26	1,04	1,44	0,95	1,81	0,95	0,95
33,4	7,5	4,45	1,04	1,32	1,03	1,03	1,34	0,83
37,0	8,0	4,85	1,25	1,13	1,01	1,01	0,82	0,58

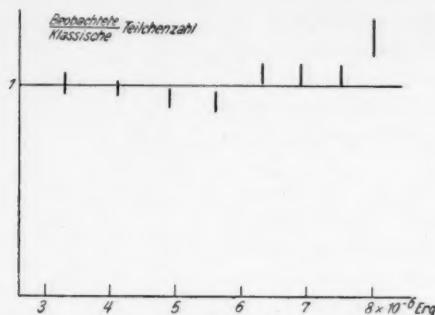


Fig. 3. Streuung an Argon

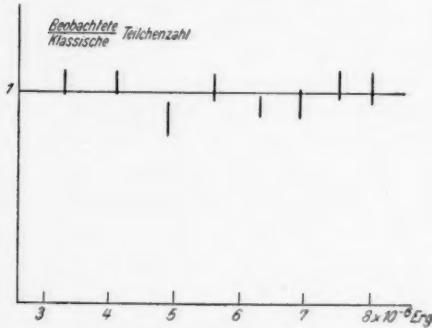


Fig. 4. Streuung an Neon

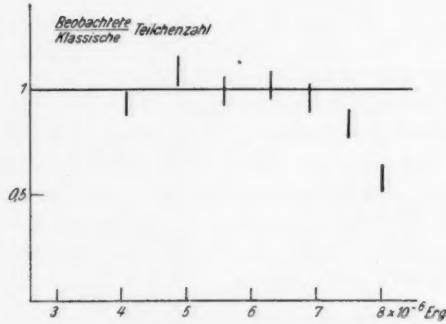


Fig. 5. Streuung an Sauerstoff

das Innere des gestoßenen Kernes gelangen können. Dies kann nicht nur dadurch geschehen, daß sie genügend Energie haben, um über den Potentialwall wegzudiegen, sondern auch dadurch, daß sie

die Potentialschwelle durchdringen. Dieses Durchdringen kann als Resonanzeingrundung stattfinden; d. h. für bestimmte Werte der Einfallsenergie ist die Schwelle besonders durchlässig. Derartige Resonanzstellen sind für eine Reihe von leichten Kernen von den Zerstreuungsversuchen her bekannt. Außerdem hat die Schwelle auch unabhängig von Resonanzstellen eine normale Durchlässigkeit für einfallende Teilchen. Diese ist nach Gamow proportional zu

$$(1) \quad e^{-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{r_a}^{r_i} \sqrt{U(r)-E} \, dr}.$$

Dabei ist m die Masse des eindringenden Teilchens, E seine Energie, $U(r)$ die potentielle Energie an der Stelle r , r_a und r_i die beiden Nullstellen der Wurzel. Man sieht hieraus, daß mit zunehmendem E die Durchlässigkeit der Schwelle sehr stark ansteigt.

In den vorliegenden Meßkurven sind Andeutungen für Resonanzeffekte nicht gegeben. Etwa vorhandene Resonanzstellen müßten so schmal sein, daß sie bei den Streumessungen nicht mehr hervortreten. Ihre Breite dürfte also in keinem Fall größer als $0,3 \cdot 10^{-6}$ Erg sein.

Natürlich könnte die am Ende der Sauerstoffkurve beobachtete Anomalie auf eine stark verbreiterte Resonanzstelle zurückgeführt werden. In Analogie zu den an Aluminium und Kohlenstoff bekannten Effekten ist es jedoch wahrscheinlicher, daß es sich bereits um die Gamowsche Durchlässigkeit des Kernpotentials handelt. Unter Zugrundelegung eines schematischen Kernmodells können wir aus der beobachteten Anomalie Aussagen über den Radius des Kernes machen.

Wir wollen ein spezielles Kernmodell betrachten. Die äußere Begrenzung des Potentialberges ist durch ein Coulombfeld gegeben:

$$U(r) = \frac{2Ze^2}{r},$$

dabei ist Z die Ordnungszahl des gestoßenen Kernes, e das elektrische Elementarquant. Das Innere des Kernes mit dem Radius r_i approximieren wir durch eine rechteckige Mulde.

Wir müssen bei der Berechnung beachten, daß wir als Einfallsenergie die Energie des Systems Kern + Alphateilchen bezogen auf den gemeinsamen Schwerpunkt einzusetzen haben, da wir die Masse der in Frage kommenden Kerne nicht mehr als unendlich groß gegenüber der des Alphateilchens betrachten dürfen. Wir haben also der kinetischen Energie des einfallenden Alphateilchens noch einen Faktor $\frac{M}{(M+m)}$ hinzuzufügen, wo M die Masse

des gestoßenen Kernes, m die des Alphateilchens ist. Der Faktor ist für Sauerstoff 0,80, für Neon 0,83.

Wir müssen auf Grund der gemessenen Streuwerte annehmen, daß bei Sauerstoff für eine Einfallsenergie von $8 \cdot 10^{-6}$ Erg, bereits ein merklicher Teil, etwa die Hälfte, der zentral auftreffenden Alphateilchen den Potentialwall des Kernes durchdringt. Hieraus berechnet sich nach Formel (1) und (2) der innere Radius der Kernmulde zu $4,5 \cdot 10^{-13}$ cm.

Bei Neon zeigt sich für $8 \cdot 10^{-6}$ Erg noch keine Andeutung einer Anomalie, also gehen nur wenige Alphateilchen, wohl sicher nicht mehr als 20 %, durch die Schwelle. Daraus folgt, daß der Kernradius des Neons kleiner als $4,6 \cdot 10^{-13}$ cm sein muß.

Zusammenfassung

Die Streuung von Alphateilchen wurde im Winkelbereich zwischen 55 und 90° an Neon und Sauerstoff untersucht. Dabei wurde die Reichweite der einfallenden Alphateilchen von 12—37 mm verändert, also die Energie von 3,3 bis $8,0 \cdot 10^{-6}$ Erg.

Neon erfüllt in diesem Bereich noch das klassische Streugesetz; bei Sauerstoff ist die Streuung von $7 \cdot 10^{-6}$ Erg Einfallsenergie an unternormal.

Auf Grund der Gamowschen Formel für die Durchlässigkeit von Potentialschwellen wird der Radius der inneren Kernmulde für Sauerstoff auf $4,5 \cdot 10^{-13}$ cm, für Neon auf höchstens $4,6 \cdot 10^{-13}$ cm geschätzt.

Herrn Prof. Füchtbauer spreche ich für seine bereitwillige Unterstützung mit den Mitteln des Instituts meinen herzlichsten Dank aus.

Die zum Betrieb des Spitzenzählers verwandte Hochspannungsbatterie verdanke ich der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft, die sie vor einigen Jahren dem Institut zur Verfügung stellte.

Die zur Messung benutzten reinen Edelgase wurden dem Institut in dankenswerter Weise von der Firma C. Linde in Höllriegelskreuth zur Verfügung gestellt.

Rostock, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 10. April 1935)

**Die elektrische Ablenkung
von Ultrastrahlungsteilchen**

Von Ernst Lenz

(Mit 7 Figuren)

Inhalt: Beschreibung einer Anlage zur elektrischen Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen und der Messungen, welche bisher damit ausgeführt wurden.

1. Einleitung

Diese Abhandlung enthält Beobachtungen und Überlegungen über die Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen in dem elektrischen Felde eines Kondensators. Ihr Zweck ist die Bestimmung der Energie und Ladungsverteilung dieser Teilchen, sowie die Messung ihres Energieverlustes beim Durchgang durch verschiedene dicke Bleimassen. Das Verfahren besteht dabei in der Zählung und Ausmessung der Bahnen der Teilchen durch eine Zählrohrkoinzidenzanlage, welche mit einem Preßgaskondensator verbunden ist.

Die Anwendung elektrischer Felder zur Untersuchung von Ultrastrahlungsteilchen bietet gegenüber den bisherigen Messungen mit starken magnetischen Feldern wesentliche Vorteile, hauptsächlich wegen des geringen Aufwands für die Herstellung eines Kondensators und wegen des geringen Energieverbrauchs für die Erhaltung der elektrischen Felder. Die bisher mit Magnetfeldern erreichte Grenze von etwa 10^9 e-Volt für die Energie der abgelenkten Teilchen lässt sich mindestens ebenso gut mit elektrischen Feldern erreichen. Bei allen Untersuchungen, die lange Meßzeiten erfordern, wie z. B. Richtungsmessungen (Ost-West-Effekt) oder Absorptionsmessungen der Ultrastrahlung, wie man sie für die Messung des spezifischen Energieverlustes durchdringender Teilchenstrahlen benötigt, ist die Anwendung elektrischer Felder praktisch allen anderen Verfahren überlegen.

Bei der folgenden Untersuchung kam es in erster Linie darauf an, Erfahrungen über die Anforderungen und Betriebsverhältnisse einer solchen Anlage zu sammeln, darüber hinaus weitere Einsichten in die Eigenschaften der Ultrastrahlung zu gewinnen. In einem ersten Teile (Abschnitt 2—5) werden der Entwurf und der Bau der Anlage

beschrieben; in einem zweiten Teile (Abschnitt 6—9) die Meßergebnisse¹⁾. Anschließend an einzelne Meßreihen werden darin auch allgemeine Betrachtungen über Bahnkurven, über systematische und zufällige Koinzidenzen sowie über die Energieberechnung der Teilchen gegeben. Diese Betrachtungen bilden die Grundlage für die Folgerungen, welche schließlich aus den Messungen über die Frage des Prozentsatzes der harten Teilchen in der Ultrastrahlung und über die Frage des spezifischen Energieverlustes von Ultrastrahlungsteilchen gezogen werden.

2. Allgemeine Gesichtspunkte für den Bau der Apparatur

a) Die Bedingungen, welche man bei dem Bau einer Anlage für die elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen einhalten muß, erkennt man aus einer *Betrachtung der Formel*, welche für die Ablenkung der Teilchen maßgebend ist. Bezeichnet man mit l (in cm) die Länge des Kondensators, in welchem die Teilchen abgelenkt werden, mit x (in cm) die Größe dieser Ablenkung oder seitlichen Verschiebung, mit E die elektrische Feldstärke im Kondensator in Volt/cm und mit V die Voltgeschwindigkeit der Ultrastrahlungsteilchen, dann lautet diese Formel (vgl. Abschn. 7b)

$$(1) \quad x = \frac{E \cdot l^2}{V \cdot 2}$$

unter den Voraussetzungen, daß alle Teilchen nur eine einfache elektrische Ladung tragen, daß die Plattenlänge l des Kondensators so groß ist gegen die Ablenkung x , daß das elektrische Feld des Kondensators immer nahezu senkrecht zu den Teilchenbahnen verläuft und daß das Randfeld des Kondensators ohne Einfluß ist. Da aus Aufnahmen von Ultrastrahlungsteilchen in Wilsonkammern bekannt ist, daß die Voltgeschwindigkeit V dieser Teilchen bis zu der Größenordnung von 10^9 bis 10^{10} e-Volt reicht, so ergeben sich für eine Feldstärke von $1 \cdot 10^6$ Volt/cm im Kondensator und für eine Länge $l = 200$ cm folgende Werte für die elektrische Ablenkung der Teilchen:

für $V = 1 \cdot 10^9$ e-Volt wird $x = 2,0$ cm

$V = 1 \cdot 10^{10}$ e-Volt wird $x = 0,20$ cm.

Da diese Ablenkung mit Hilfe von Zählrohren festgestellt werden soll, so müssen für die Feldstärke im Kondensator und für seine Länge etwa die obigen Zahlenwerte eingehalten werden, denn größere Feldstärken sind nur mit Schwierigkeiten herzustellen und kleinere Ablenkungen mit Zählrohren nur schwer zu erkennen.

1) Kurze Mitteilungen über die elektrische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen sind in den Zeitschriften *Nature* 134, S. 809, 1934 und *Phys. Ztschr.* 36, S. 24, 1935 erschienen.

b) Die Folge der Anwendung eines so langen Kondensators ist jedoch, daß die Zahl der Teilchen, welche man mit den Zählrohren mißt, sehr klein wird. Dies läßt sich dadurch ausgleichen, daß man mit elektrischen Feldern im Gegensatz zu magnetischen ohne Schwierigkeiten über sehr lange Zeiten hin messen kann. Eine Grenze in der Wahl der Kondensatorlänge ist nur dadurch gesetzt, daß bei zu kleinen Teilchenzahlen pro Stunde mehr und mehr sogenannte „zufällige Koinzidenzen“, welche die Zählrohre miteinander bilden, zur Geltung kommen. Durch Vermehrung der Zählrohre (vgl. Abschn. 6b) lassen sich solche Koinzidenzen jedoch unterdrücken; nach den Erfahrungen von B. Rossi¹⁾ und L. F. Curti²⁾ über zufällige Koinzidenzen sollten 4 Zählrohre in Koinzidenzschaltung dazu ausreichend sein. Die Zahl der Ultrastrahlungsteilchen, welche wir in einer solchen Anlage in einer bestimmten Zeit erhalten, läßt sich wegen des großen Abstandes der maßgebenden äußersten Zählrohre sehr einfach berechnen. Wenn die Zählrohre alle den Durchmesser a cm und die Länge b cm haben, so ist die Zahl der Teilchen, die jedes Flächenelement des untersten Zählrohrs von dem obersten erhält, gleich dem Verhältnis der Zählrohrfläche $a \cdot b$ des obersten Zählrohrs zur Oberfläche $2\pi l^2$ der Halbkugel, welche mit dem unteren Flächenelement als Mittelpunkt durch diese oberste Zählrohrfläche gelegt wird, also gleich

$$\frac{a \cdot b}{2\pi l^2}$$

multipliziert mit der Zahl Z der Ultrastrahlungsteilchen, welche in der Sekunde auf einen cm^2 der Erdoberfläche senkrecht in die Winkeleinheit einfallen. Die Gesamtzahl N der Ultrastrahlungsteilchen, welche also mit der Fläche $a \cdot b$ des untersten Zählrohrs in der Sekunde gezählt wird, ist

$$N = \frac{a \cdot b}{2\pi l^2} \cdot a \cdot b \cdot Z,$$

oder in der Stunde

$$(2) \quad N_{\text{Std.}} = \frac{a \cdot b}{2\pi l^2} \cdot a \cdot b \cdot Z \cdot 3600$$

mit den Zahlenwerten $l = 200$ cm, $a \cdot b = 100$ cm^2 und $Z = 0,0080$ Teilchen/ cm^2 sec senkrechte Raumwinkeleinheit (vgl. Abschnitt 6d) wird N etwa gleich 1,15 Teilchen pro Stunde. Dies ist der größte Wert, den man erhält; mit zunehmender Feldstärke im Kondensator ergeben sich kleinere Teilchenzahlen. Da einerseits

1) B. Rossi, Ztschr. f. Phys. 82, S. 151. 1933.

2) L. F. Curti, Res. Bur. Stand. 9, S. 815. 1932.

verlangt wird, daß die Ablenkung der Teilchen im Kondensator klein bleibt gegen die Kondensatorlänge, damit die Bahn der Teilchen in Näherung wegen der Berechnung stets senkrecht zur Feldrichtung bleibt, und da andererseits die Feldstärke groß sein soll, etwa 100 000 Volt/cm, damit die Ablenkung nicht zu klein wird (unter 1 mm) gegen die Breite des untersten Zählrohres, so kann der Plattenabstand des Kondensators höchstens etwa 3 cm werden, denn Spannungen über 250 kV lassen sich mit beschränkten Mitteln nicht erreichen. Nach obigem ist eine Zählrohrfläche von 100 cm^2 nötig, also müssen die Zählrohre eine Länge von etwa 30 cm bekommen und der Kondensator eine Breite von 30 cm.

c) Die Maße, welche für die Anlage nötig sind, sind damit bekannt: Länge etwa 2 m, Breite etwa 30 cm. Es fragt sich jetzt, wie der Kondensator für die hohen Feldstärken von 100 000 Volt/cm am vorteilhaftesten gebaut wird. Es besteht die Möglichkeit, ein festes, flüssiges oder gasförmiges *Dielektrikum* von genügend hoher Durchschlagsfestigkeit zu wählen. Eine ähnliche Schwierigkeit, wie sie bei den Versuchen von B. Rossi¹⁾ und L. M. Mott-Smith²⁾ dadurch auftrat, daß man nicht wußte, ob für die Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen in magnetisiertem Eisen³⁾ die Induktion B oder nur ein Bruchteil davon maßgebend sei, gibt es in unserem Falle nicht. Bei der elektrischen Ablenkung ist die elektrische Feldstärke E für die Ablenkung maßgebend und E ändert sich nicht in Medien von verschiedenen Dielektrizitätskonstanten, wenn die Spannung am Kondensator konstant gehalten wird. Man braucht also keine Rücksicht auf die Dielektrizitätskonstante des Materials zu nehmen, das verwendet werden soll. Da der Weg der Ultrastrahlungsteilchen im Kondensator jedoch sehr lang ist, müssen alle Materialien mit großer Dichte ausscheiden, weil die Absorption und Streuung der Ultrastrahlung in ihnen zu groß wird und die Wirkung der elektrischen Ablenkung daneben nicht zum Vorschein kommt. Glas- oder Pertinax-

1) B. Rossi, *Nature* **128**, S. 300. 1931.

2) L. M. Mott-Smith, *Phys. Rev.* **37**, S. 1001. 1931.

3) H. Diesselhorst, *Graetz Hdch. Elektr.* Bd. IV, S. 1269. 1920; C. F. v. Weizsäcker, *Ann. d. Phys.* [5], **17**, S. 869. 1933; L. Alvarez, *Phys. Rev.* **45**, S. 225. 1934. Eine ähnliche Schwierigkeit würde bei der Ablenkung magnetischer Pole (Dipole) in dielektrischen Medien wieder auftreten; denn aus Dimensionsgründen lautet z. B. der Kraftansatz für magnetische Pole m (Dimension Volt sec) $K = m \cdot H + m[v D]$ (H in Amp/cm und D in Coulomb/cm² gemessen). Die Vermutung, daß Neutronen solche isolierte Pole nach Dirac darstellen (vgl. M. A. Tuve, *Phys. Rev.* **43**, S. 770. 1933) konnte jedoch nicht bestätigt werden. (Vgl. J. R. Dunning und G. B. Pegram, *Phys. Rev.* **44**, S. 317. 1933.)

platten, Paraffin, Xylol oder Paraffinöl, die wegen ihrer hohen Durchschlagsfestigkeit und aus konstruktiven Gründen sehr branchbar wären, kommen nicht in Frage; es bleiben nur Gase unter hohem Druck. Das beste ist es also, einen Kessel für hohen Druck zu bauen, in dem die Kondensatorbleche gut isoliert aufgestellt werden. Die große Breite der Kondensatorbleche erfordert dann einen Kesseldurchmesser von etwa 50 cm; die Dicke der Deckel, die ihn oben und unten abschließen, muß aus Festigkeitsgründen aber mindestens einige Zentimeter Eisen betragen. Fräst man jedoch in die beiden Deckel schmale Nuten von der Ausdehnung des Strahlenbündels der zu messenden Teilchen ein, so läßt sich durch einige Versteifungen der Deckel die Absorption im Strahlenweg der Teilchen auf wenige Millimeter Eisen herabdrücken. Über die Ausbildung von sekundären Teilchen vgl. Abschn. 6 d und 7 a, c.) Ein großer Vorteil eines solchen Kessels besteht darin, daß er gleichzeitig eine gute Abschirmung des elektrischen Feldes des Kondensators bildet, so daß die Zählrohre in einfacher Weise außen an ihm befestigt werden können.

d) Einige weitere Gesichtspunkte für den Bau der Anlage ergeben sich noch, wenn man überlegt, was damit gemessen werden soll. Immer wird es sich darum handeln, die Ultrastrahlungsteilchen, welche durch den Kondensator gehen, zu zählen. Damit keine Teilchen gezählt werden, welche außerhalb von dem Kondensator verlaufen, müssen die beiden inneren Zählrohre etwas kleineren Durchmesser haben, als der Plattenabstand des Kondensators ist. Bestimmend für die Absolutzahl der gezählten Teilchen ist neben dem Querschnitt der beiden äußersten Zählrohre deren Abstand. Ohne daß die Teilchenzahl pro Stunde zu klein wird, kann man diesen Abstand etwas größer machen, als der Kessel lang ist. Je weiter das obere Zählrohr von dem Kondensator entfernt ist, um so paralleler treten die Strahlen dann in den Kondensator ein. Da völlig parallele Strahlen jedoch nicht gebildet werden können, so wird es vorteilhafter, den Abstand des untersten Zählrohres vom Kondensator größer zu machen als den des obersten, weil die Ultrastrahlungsteilchen vom Ende des Kondensators in Richtung ihrer Bahntangente wegfliegen, auf diese Weise also eine größere Ablenkung ergeben. Befestigt man das unterste Zählrohr so an dem Kessel, daß es nach beiden Seiten des Kondensators verschiebbar ist, so bestehen zwei Möglichkeiten, die Energie der Ultrastrahlungsteilchen im Kondensator zu messen: einmal durch Auszählung der Teilchen in Abhängigkeit von der Feldstärke im Kondensator und zum andern durch seitliche Verschiebung des untersten Zählrohres bei konstanter Feldstärke. Da sich in beiden Fällen gewisse Schwierigkeiten bei

der Berechnung der Energie ergeben, wie in den späteren Abschnitten gezeigt wird, so habe ich beide Methoden bei meinen Messungen verwendet.

3. Der Preßgaskondensator

a) In dem vorhergehenden Abschn. 2 sind die Gesichtspunkte dargestellt, welche bei dem Entwurf meines Kondensators maßgebend waren. Fig. 1 ist eine schematische Zeichnung des *Druckbehälters*

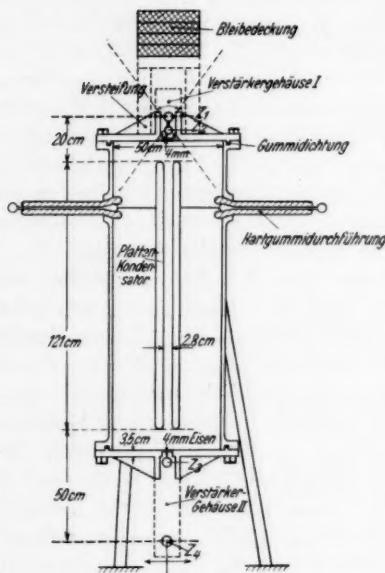


Fig. 1. Schnitt durch den Preßgaskondensator und die Zählrohre Z_1-Z_4

für 30 atü, der von der Maschinenfabrik Eßlingen gefertigt wurde. Er besteht aus einem elektrisch geschweißten Rohr aus Kesselblech von 1 cm Wandstärke, 50 cm Innendurchmesser und 140 cm Länge. An beiden Enden dieses Rohres sind kräftige Flanschen angegeschweißt, mit 16 stählernen Stiftschrauben von $1\frac{3}{8}$ Zoll zum Verschluß des Kessels mit 2 Deckeln von je 3,5 cm Stärke. Abgedichtet wird dabei mit Gummiringen von je 1,6 cm Breite und 0,7 cm Höhe, welche in den Nuten der beiden Flansche liegen. Damit die Absorption der Ultrastrahlungsteilchen beim Durchgang durch den Kessel möglichst klein ist, sind in die beiden Deckel Nuten von

4 cm Breite, 35 cm Länge und solcher Tiefe eingefräst, daß die Böden nur noch eine Stärke von je 0,4 cm haben. Die nötige Festigkeit für den hohen Innendruck im Kessel läßt sich durch kräftige angeschweißte Versteifungen auf der Außenseite der Deckel gerade noch erreichen; Bohrungen zum Einschrauben eines Manometers und eines Verschlußventils sind im oberen Deckel.

b) Die Durchführung der Hochspannungsleitungen durch die Rohrwand geschieht mit *Hartgummiisolatoren* von 50 cm gesamter Länge und ist ebenfalls in Fig. 1 dargestellt. Die Rohrwand des Kessels wird durch aufgeschweißte Flansche auf 3 cm verstärkt und konisch ausgebohrt. Die Hartgummiisolatoren werden in diese

konischen Bohrungen eingepaßt, darauf mit weichem Siegelwachs eingekittet. Der Überdruck im Kesselinnern preßt das Hartgummi so stark ein, daß eine ausgezeichnete Abdichtung entsteht. In gleicher Weise sind die Messingdurchführungen in der Achse der Hartgummistücke eingesetzt. Wegen des hohen Kesseldruckes kann die Länge des Hartgummiisolators auf der Innenseite des Kessels sehr klein gehalten werden. Der eigentliche Kondensator besteht aus 2 Aluminiumblechen, die durch ein Gestell von Hartgummistäben voneinander und gegen den Kessel isoliert gehalten werden. Diese ganze Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt; man sieht das Gestell aus Hartgummi, das genau in den Kessel paßt, und die Kondensatorbleche, welche genau in der Mitte des Kessels sitzen. Zur Herabsetzung der Streuung von Ultrastrahlungsteilchen (vgl. Abschn. 6c) bestehen sie aus Aluminiumblechen von 2 mm Stärke, an die wegen der großen gegenseitigen Anziehungskraft von z. B. 16 kg* bei einer Spannung von 200 kV auf der Innenseite starke Versteifungen aus Aluminium angeschweißt sind. Die Länge der Bleche beträgt 121 cm, ihre Breite 33 cm, am Rande sind sie mit 3 cm Durchmesser abgerundet und auf der Rückseite ebenfalls mit Aluminiumblech abgedeckt. Die beiden Elektrodenbleche sind auf einen Abstand von 2,8 cm eingestellt mit Schwankungen bis zu $\pm 0,2$ cm, weil die langen Bleche durch das Schweißen etwas verzogen werden. Diese Elektroden werden auf ihrer Rückseite nach dem Einsatz in den Kessel an die beiden oberen Hartgummidurchführungen angeschlossen.

c) Das Gewicht des ganzen Preßgaskondensators beträgt etwa 450 kg. Durch drei kräftige angeschweißte Füße wird das Rohr in senkrechter Lage mit einem freien Bodenabstand von etwa 50 cm gehalten. Da der Kondensator auch für Messungen in anderer als senkrechter Lage verwendet werden soll, sind zwei dieser Füße genau parallel zu den Deckelnuten angeordnet. Für Messungen unter



Fig. 2. Die Aluminiumelektroden des Kondensators in dem Gestell aus Hartgummi

verschiedenen Höhenwinkeln braucht der Kessel dann nur um diese beiden Füße gekippt zu werden. (Nach links in Fig. 1.) Die *Aufstellung* des Kessels im Erdgeschoß des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule in Stuttgart war so, daß die Richtung der Deckelnut nahezu ost-westlich war; die gesamte Absorption der Decken des Hauses über dem Kessel ist äquivalent mit 10 ± 1 cm Blei. Der Betrieb des Kessels mit Spannungen von 200 kV an dem Kondensator ergab, daß die Füllung mit Stickstoff von 30 atü ausreichend war, um Gleitentladungen und Wärmedurchbrüche über das Hartgummigestell (auch gegen den geerdeten Kessel) zu vermeiden. (Trocknung des Stickstoffs im Kessel mit Natrium.)

4. Die Hochspannungsanlage

Als Spannungsquellen standen für meine Messungen zwei Gleichstrommaschinen für 2 und 10 kV zur Verfügung, für kleinere Spannungen bis 2000 Volt außerdem Anodenbatterien, für hohe Spannungen dagegen nur Influenzmaschinen, und zwar als beste eine Wehrsen-Starkstrom-Influenzmaschine für 100 kV mit einvakanierten Lamellen. Nachdem es damit gelungen war, trotz der großen Nachteile von Influenzmaschinen bei Dauermessungen, die Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen festzustellen, konnte ich eine Hochspannungsanlage von 230 kV_{max} für Wechselstrom mit Gleichrichterröhren nach der Symmetrieschaltung von E. Greinacher¹⁾ aus meist alten Bestandteilen zusammenbauen. Die Gleichspannungen, welche diese Anlage liefert berechnen sich aus der Primärspannung P_{eff} in Volt und dem Übersetzungsverhältnis 0,22/120 kV des Transformators zu

$$(3) \quad V_{\text{Kilovolt}} = 2 P_{\text{eff}} \sqrt{2} \frac{120}{0,22} = 1,54 P_{\text{eff}}.$$

Da die beiden Gleichventile höchstens 230 kV_{max} sperren können, so darf die Primärspannung des Transformatoren höchstens 150 Volt_{eff} betragen. Weil aus der Anlage kein Gleichstrom entnommen wird, ist diese Berechnung der Spannung durchaus zulässig²⁾; das vorgegebene Übersetzungsverhältnis des Transformatoren habe ich mit Spitz- und Kugelfunkenstrecken bei verschiedenen Spannungen nachgeprüft und für richtig befunden. Das Vorzeichen der Gleichspannung ist aus der Sperrichtung der Gleichventile eindeutig anzugeben. Bei etwa 150 kV beginnt die Hochspannungsanlage merkbar zu sprühen, bei 230 kV gibt es schon kleine Funkenentladungen. Dies tritt bei allen solchen Anlagen auf, wenn sie

1) E. Greinacher, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**. S. 320. 1914.

2) M. Jona, Ztschr. f. techn. Physik **5**. S. 405. 1924.

unbelastet sind; im vorliegenden Falle ist das Sprühen aber besonders stark, weil der Raum, in dem die Anlage aufgestellt werden mußte, etwas klein ist. Sobald die Anlage durch Hochohmwiderstände (Ocelit-Stäbe der Firma C. Conradty, Nürnberg, etwa 10^9 Ohm) geschlossen, also belastet wird, hört das Sprühen auf; da alle diese Widerstände sich im Betrieb aber erwärmen und zeitlich nicht konstant sind, habe ich es vorgezogen, das Sprühen durch insgesamt 4 Drosselspulen in der Hochspannungsanlage so weit zu dämpfen, daß sich störende Einwirkungen auf die Verstärkeranlage völlig unterdrücken ließen (vgl. Abschn. 5 b.)

5. Die Zählrohre und der Verstärker

a) Die Zählrohre sind in der üblichen Weise angefertigt. Es sind Messingrohre von 38 cm Länge, 2,8 cm Außendurchmesser und 0,5 mm Wandstärke, sie haben einen wirksamen Querschnitt von genau 100 cm^2 . Der Zähldraht aus Stahl ist nicht oxydiert, sondern vor dem Einziehen nur bestens poliert und gereinigt; er wird in den Röhren durch Bernsteinstücke von einer äußeren Spannfeder gehalten. Die Rohre sind in Glaskörpern von 1 mm Wandstärke eingeschmolzen und mit Argon unter einem Drucke von 40 mm Hg gefüllt. Nachdem die Zählrohre an dem Kessel befestigt und an den fertigen Verstärker (vgl. unten) angeschlossen waren¹⁾, wurden ihre Zählkurven (Abhängigkeit von der Spannung) aufgenommen. Es ergaben sich für die besonderen Daten des Verstärkers Zählbereiche über 100 Volt; die Betriebsspannungen wurden oberhalb der Mitte des Zählbereichs mit etwa 950 Volt gewählt. Infolge der verschiedenen Abschirmung durch den Kessel ergeben sich verschiedene Werte für die sekundliche Impulsdichte der einzelnen Zählrohre, nämlich 5,30 Imp./sec und 3,27 Imp./sec für die beiden oberen Zählrohre und 3,20 bzw. 4,72 Imp./sec für die beiden unteren Zählrohre. Die Abstände der Zählrohrachsen von oben nach unten sind 6,0 cm, 149 cm und 36 cm; die beiden mittleren Zählrohre sitzen symmetrisch zu den Kondensatorblechen (vgl. Fig. 1.) Die beiden oberen Zählrohre geben miteinander 0,277 Zweifachkoinzidenzen in der Sekunde, die beiden unteren 0,0442/sec; die drei oberen Zählrohre geben miteinander 6,70 Dreifachkoinzidenzen in der Stunde, die unteren drei Zählrohre 6,25 Dreifachkoinzidenzen in der Stunde; die Zahl der Vierfachkoinzidenzen ist 3,60 in einer Stunde; Temperureffekte spielen bei allen folgenden Messungen keine Rolle, weil die Zimmertemperatur immer etwa 20°C beträgt.

1) Die Ableitwiderstände sind Elektrolyte geringer Leitfähigkeit ($5 \cdot 10^9$ Ohm) nach A. Gyemant, Wiss. Veröff. Siemens-Konzern. 1928, S. 58.

b) Der Verstärker ist mit geringen Änderungen in den Schaltelementen nach den bewährten Angaben von B. Rossi¹⁾ angefertigt. Wegen der großen gegenseitigen Abstände der Zählrohre (und wegen späterer Richtungsmessungen bei geneigtem Kessel) sind die ersten Verstärkerstufen immer direkt an die Zählrohre und an den Kessel angebaut; erst ihre gemeinsame Anodenleitung führt zu dem eigentlichen Verstärker, einem Widerstandsverstärker mit 4 Röhren. Alle Teile des Verstärkers und alle Zuleitungen sind in geerdete Blechgehäuse bzw. Rohre eingeschlossen; über der ganzen Anlage, einschließlich der Zählrohre und aller Batterien, befindet sich als Schutz gegen die Hochspannungsanlage noch ein geerdetes, engmaschiges Drahtnetz. Dieser statische Schutz reicht jedoch nicht aus, um Einwirkungen der Hochspannungsanlage auf den Verstärker völlig zu unterdrücken, und zwar weil die Hochspannungsanlage ebenfalls an der Wasserleitung geerdet ist. Mit Hilfe von Drosselspulen in allen Erdleitungen des Verstärkers war es jedoch möglich, jede Rückwirkung der Hochspannungsanlage auf den Verstärker vollkommen abzudrosseln.

Für die Zählung der Koinzidenzen habe ich ein Zählwerk verwendet, das von E. Schopper²⁾ gebaut und mir freundlicherweise überlassen wurde; es besitzt ein Auflösungsvermögen von $0,020 \cdot 10^{-4}$ sec; das Auflösungsvermögen des Verstärkers wurde damit in üblicher Weise zu $6 \cdot 10^{-4}$ sec gemessen (vgl. Abschn. 6 b).

6. Die Messungen ohne ein elektrisches Feld

a) Bei allen Messungen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, kam es in erster Linie darauf an, eine Übersicht über das Verhalten der gezählten Teilchen sowohl bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohrs als auch in Abhängigkeit von der Feldstärke im Kondensator zu gewinnen. Im Gegensatz zu anderen Autoren, wie L. F. Curti³⁾ und B. Rossi⁴⁾, die unter ähnlichen Verhältnissen sich darauf beschränkten, nur den Effekt einer magnetischen Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen festzustellen, und die deshalb ihre gesamte Meßzeit von einigen hundert Stunden darauf verwandten, den Unterschied der Teilchenzahl mit und ohne Feld bei einer einzigen Feldstärke und Zählrohrstellung möglichst genau (10 bzw. 0,7%) festzustellen, habe ich es vorgezogen, möglichst viele Meßpunkte zu gewinnen und die Genauig-

1) B. Rossi, *Nature* **125**, S. 636. 1930.

2) E. Schopper, *Ztschr. f. Phys.* **93**, S. 1. 1934.

3) L. F. Curti, a. a. O.

4) B. Rossi, a. a. O.

keit jedes einzelnen Meßpunktes vorerst nur soweit zu treiben, daß ein Unterschied gegen die anderen Meßpunkte sicher zu erkennen ist. Nach längeren Vorversuchen wurden deshalb für etwa 50 einzelne Meßpunkte insgesamt 6000 Koinzidenzen in über 100 Tage langer Meßzeit gezählt, was im Mittel für jeden Meßpunkt infolge der statistischen Schwankungen eine Meßgenauigkeit von rund 10% ergibt. Die größte Genauigkeit wurde bei den Messungen ohne elektrisches Feld erreicht, auch wenn das unterste Zählrohr seitlich verschoben war, weil vor und nach jeder Messung mit einem elektrischen Feld zur Kontrolle ohne sonstige Änderung eine Messung ohne Feld vorgenommen wurde. Da außerdem alle Messungen mit Feld bei einer bestimmten Spannung oder Zählrohrstellung nie in einem Zuge, sondern mit mehrfacher Unterbrechung durch andere Einstellungen gewonnen sind, so ist jeder Zahlenwert meiner Messungen mehrfach gemessen und dadurch wesentlich sicherer. Der Temperatureffekt der Zählrohre und der Barometereffekt der Ultrastrahlung sind als unwesentlich nicht berücksichtigt. Aus der Gesamtzahl der gemessenen Koinzidenzen und der zugehörigen Zeit in Stunden wurden bei verschiedenen Stellungen des untersten Zählrohres und für verschiedene Spannungen jeweils die Zahl der Koinzidenzen pro Stunde und der statistische Fehler berechnet. In den folgenden Abschnitten werden diese Zahlenwerte in Kurven dargestellt und besprochen.

b) *Messungen ohne ein elektrisches Feld bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres.* Das Ergebnis solcher Messungen ist in Fig. 3 dargestellt. Als Ordinate ist die Zahl der stündlichen Koinzidenzen aufgetragen, als Abszisse die seitliche Verschiebung der Achse des untersten Zählrohres in Zentimeter. Jeder einzelne Punkt ist wiederholt gemessen, seine Meßgenauigkeit infolge der statistischen Schwankungen bei der Zählung der Teilchen ist durch die Länge des senkrechten Striches durch jeden Punkt sichtbar gemacht. Die Genauigkeit in der Einstellung des untersten Zählrohres beträgt 0,5 mm; da jede Einstellung aber mehrfach wiederholt wurde, spielt dieser Fehler keine Rolle, ebensowenig wie die Genauigkeit der Zeitmessung. Die Figur zeigt eine Kurve von glockenförmiger Gestalt, die Schattenkurve der obersten Zählrohre auf das unterste. Wäre das unterste Zählrohr unendlich schmal, so würde sich auf beiden Seiten ein linearer Abfall der Teilchenzahl von der Mitte nach dem Rande des Kondensators ergeben, infolge der endlichen Breite des vierten Zählrohres wird daraus eine Parabel. Es ist bemerkenswert, daß bei und außerhalb 4,0 cm seitlicher Verschiebung der Zählrohrachse noch viele Koinzidenzen gezählt werden, obwohl geradlinig verlaufende Strahlen in dieses Ge-

biet nicht gelangen können. Da die Zahl der zufälligen Koinzidenzen, wie gleich gezeigt wird, wesentlich kleiner ist, so müssen dies zwischen den oberen und unteren Zählrohren gebildete sekundäre Teilchen sein.

c) Nach Betrachtungen von M. Curie¹⁾ und anderen²⁾ berechnet sich die Zahl der zufälligen Zueinfachkoinzidenzen zu

$$K_2^z = 2 N_1 N_2 \cdot t_0,$$

wo N_1 und N_2 die sekundlichen Impulszahlen der beiden Zählrohre und t_0 das maßgebende Auflösungsvermögen bedeuten. Ein ähn-

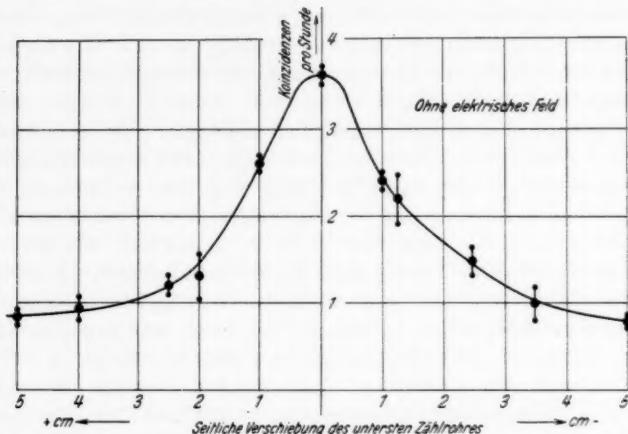


Fig. 3. Die Kurve der Messungen ohne Feld bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres

licher Ausdruck lässt sich für vierfache Koinzidenzen³⁾ bilden, nämlich:

$$K_4^z = 8 N_1 N_2 N_3 N_4 \cdot t_0^3.$$

In meinem Falle berechnet sich für (vgl. Abschn. 5) $N_1 = 5,97/\text{sec}$; $N_2 = 3,44/\text{sec}$; $N_3 = 3,50/\text{sec}$; $N_4 = 5,25/\text{sec}$ und $t_0 = 6 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$; daraus die Zahl von

$$K_4^z = 0,65 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$$

oder $0,25 \cdot 10^{-2}$ zufälligen Koinzidenzen in der Stunde; d. h. in 400 Std. eine zufällige Koinzidenz. Diese Formel ist aber nicht vollständig, denn bei vier nebeneinander angeordneten Zählrohren

1) M. Curie, Journ. de Physique et le Radium 1. S. 12. 1920.

2) H. Volz, Ztschr. f. Phys. 93. S. 539. 1935.

3) L. F. CurtiB, a. a. O., vgl. auch Abschnitt 7e.

können auch systematische Koinzidenzen K^s von zwei oder drei benachbarten Zählrohren mit Koinzidenzen K oder Entladungen N der anderen Rohre zufällige Koinzidenzen K^s bilden. Dann ergibt sich die Formel:

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} K^s = 8 N_1 N_2 N_3 N_4 t_0^3 \\ + 4 \{ (K_{12}^s - K_{1234}^s) N_3 N_4 + (K_{23}^s - K_{1234}^s) N_1 N_4 \\ + (K_{34}^s - K_{1234}^s) N_1 N_2 \} t_0^2 \\ + 2 \{ (K_{12}^s - K_{1234}^s) N_4 + (K_{23}^s - K_{1234}^s) N_1 \} t_0 \\ + 2 \{ (K_{12}^s - K_{1234}^s) (K_{34}^s - K_{1234}^s) \} t_0. \end{array} \right.$$

Das erste Glied wurde bereits ausgerechnet, es beträgt $0,65 \cdot 10^{-6}/\text{sec}$ oder $0,25 \cdot 10^{-2}/\text{Std.}$; mit den weiteren Zahlenwerten

$$K_{123}^s = 6,70/\text{Std.},$$

$$K_{234}^s = 6,25/\text{Std.},$$

$$K_{1234}^s = 3,60/\text{Std.},$$

$$K_{12}^s = 0,28/\text{sec},$$

$$K_{34}^s = 0,044/\text{sec}$$

findet man, daß sowohl dieses erste, als auch das zweite Glied vernachlässigbar klein ist gegen das dritte und vierte, die zusammen $0,25 \cdot 10^{-4}$ zufällige Koinzidenzen in der Sekunde oder $0,090$ in der Stunde ergeben; also in etwa 10 Std. eine zufällige Koinzidenz. Man sieht, daß es nicht bloß darauf ankommt, die Zahl der Zählrohre zu vermehren¹⁾, um die zufälligen Koinzidenzen möglichst klein zu halten, sondern man muß durch geeignete Abschirmung und Abstände der Zählrohre auch dafür sorgen, daß die zufälligen Koinzidenzen der systematischen Koinzidenzen klein werden.

d) Nachdem der Anteil der zufälligen Koinzidenzen bekannt ist, ist es zur Kontrolle der Messungen wichtig, die *Absolutzahl* der von mir ohne elektrisches Feld gemessenen Teilchen mit den Ergebnissen anderer Autoren zu vergleichen.

Aus den neuesten Messungen von W. Kolhörster und L. Janossy²⁾, J. C. Street und R. H. Woodward³⁾, sowie aus früheren Messungen von A. Ehmert⁴⁾ über die Zahl Z der koinzidierenden

1) L. F. CurtiB, a. a. O.

2) W. Kolhörster u. L. Janossy, Ztschr. f. Phys. **93**, S. 111. 1934.

3) J. C. Street u. R. H. Woodward, Phys. Rev. **46**, S. 1029. 1934.

4) A. Ehmert, Phys. Ztschr. **35**, S. 20. 1934. Diplomarbeit Stuttgart 1934.

Ultrastrahlungsteilchen entnehme ich die folgenden Zahlenwerte je $\text{cm}^2 \text{sec}$ senkrechte Raumwinkeleinheit:

$$\begin{aligned} Z = & 0,00491 \text{ (Kolhörster und Janossy),} \\ & 0,0082 \text{ (Ehmert),} \\ & 0,0133 \text{ (Street und Woodward).} \end{aligned}$$

Was die Ursache für die große Verschiedenheit dieser Zahlenwerte ist, läßt sich schwer beurteilen; die elektrischen Verhältnisse der Verstärker spielen sicher eine Rolle dabei, doch fehlen Angaben darüber. Da meine Messungen unter denselben Verhältnissen wie die von A. Ehmert ausgeführt wurden, nahezu gleiche Zählrohrquerschnitte, Argonfüllung und Verstärkerdaten aufweisen, so ist der Wert $Z = 0,0082$ mit guter Näherung bei meinen Messungen maßgebend. Wegen des großen Abstandes der äußersten Zählrohre ergibt sich die Zahl K der stündlichen Koinzidenzen meiner Zählrohranlage ($F = 100 \text{ cm}^2$, $l = 190 \text{ cm}$) nach Formel 2 zu $K = 1,30 \text{ Koinzidenzen/Std.}$

Nach unveröffentlichten Messungen von Vierfachkoinzidenzen innerhalb und außerhalb des Institutes durch A. Ehmert¹⁾ absorbieren die Decken des Hauses höchstens etwa 25% der einfallenden Strahlung, so daß der eben berechnete Vergleichswert nur $1,0 \text{ K/Std.}$ beträgt statt $1,30 \text{ K/Std.}$ Der gemessene Wert von $3,60 \text{ K/Std.}$ ist also etwa 3,5 mal größer als der berechnete, d. h. es sind 3,5 mal mehr koinzidierende Teilchen vorhanden, als die Vierfachkoinzidenzanlage ohne Kondensator bei sonst gleichen Verhältnissen liefern sollte. Die Ursache dieses Unterschiedes liegt in der Ausbildung von sekundären Teilchen. Ebenso wie bei den Messungen mit magnetischen Feldern wegen der großen Eisen- und Kupfermassen der Magnetkerne und -Spulen stets Sekundärteilchen gebildet werden, verursacht auch der eiserne Druckbehälter meines Kondensators solche sekundäre Teilchen. Die Betrachtung der Fig. 1, welche einen Schnitt durch Zählrohre, Deckel und Elektroden darstellt, läßt erkennen, daß die Zahl der weichen, sekundären Teilchen wegen des großen Öffnungswinkels der oberen beiden Zählrohre gegenüber dem kleinen Winkel von allen vier Zählrohren mehrfach größer sein muß als die Zahl der echten Vierfachkoinzidenzen. Die Figur zeigt aber auch, daß die weichen, in diesem oberen Teile des Kessels gebildeten sekundären Teilchen nach dem Durchlaufen des elektrischen Feldes in dem bis auf den Zählrohrabstand gleichen unteren Teile des Kessels nur noch 4 mm Eisen durchsetzen müssen, so daß sekundäre Teilchen aus dem Kessel bis

1) A. Ehmert, a. a. O.

herab zu sehr niederen Voltgeschwindigkeiten gezählt werden können. Die Messung von weichen Sekundärteilchen ist natürlich ebenso interessant wie die Zählung von harten „primären“ Strahlen. Es ist der Vorteil von Koinzidenzanordnungen, daß man aus den geometrischen Verhältnissen stets die Absolutzahlen der Teilchen verschiedener Härte angeben kann, im Gegensatz etwa zu Wilsonkammeraufnahmen, so daß es belanglos ist, welche Unterschiede verschiedene Anordnungen in der Ausbildung von sekundären Teilchen aufweisen. Die geringe Absorberdicke von nur 8 mm Eisen in meinem Hochdruckkondensator läßt erwarten, daß der Absolutwert der harten Ultrastrahlungsteilchen, welche echte Vierfachkoinzidenzen geben, durch das Meßgerät kaum beeinflußt wird. Betrachtet man jedoch die Gesamtheit der Teilchen, so ist es klar, daß die Energieverteilung der Teilchen in meinem Kondensator auf keinen Fall dieselbe ist wie bei anderen Messungen. Dieser Unterschied ist stets zu beachten, wenn ein Vergleich von Häufigkeits- und Härtekurven für Ultrastrahlungsteilchen vorgenommen wird, ebenso der Einfluß des äußeren Streufeldes starker Magnete auf die Auswahl der einfallenden Ultrastrahlungsteilchen (vgl. Abschn. 7c).

Schließlich sei noch bemerkt, daß die Unsymmetrie der Kurve in Fig. 3 größer ist, als der Meßgenauigkeit entspricht. Sie läßt sich nur durch eine ungleiche Absorption in der Decke über der Apparatur erklären, und zwar wohl dadurch, daß ziemlich genau über der Apparatur der schiefe Boden des Hörsaals in die Waagrechte übergeht. Eine andere Aufstellung der Apparatur war nicht möglich, weil die Hochspannungsleitungen einen gewissen Mindestabstand von den Zimmerwänden erfordern. Für die folgenden Messungen dürfte diese geringe Unsymmetrie keine Rolle spielen.

7. Die Messungen mit einem elektrischen Felde bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres

a) *Feldstärke 700 Volt/cm.* Als Spannungsquelle für den Kondensator dienten in diesem Falle Anodenbatterien bis 2000 Volt, das Vorzeichen der Kondensatorplatten ist damit eindeutig bestimmt, also auch das Ladungsvorzeichen der abgelenkten Teilchen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Fig. 4 dargestellt. Ordinate ist wieder die Zahl der stündlichen Koinzidenzen, Abszisse die seitliche Verschiebung des untersten Zählrohres. Die ausgezogene Kurve ist die Kurve der Teilchen ohne Feld, die im vorhergehenden Abschnitt besprochen wurde, die gestrichelte Kurve dagegen eine mittlere Kurve, welche durch die Meßpunkte bei 700 Volt/cm gelegt ist; die bisherige Meßgenauigkeit dieser Punkte ist durch die Länge der

senkrechten Striche an den einzelnen Punkten angegeben. Gelegentlich wurde ohne eine Verschiebung des Zählrohres einfach bei umgepolter Spannung gemessen; obwohl solche Punkte ganz gut in die gezeichnete Kurve passen, sind sie in der Figur nicht mit verwendet. An dem Unterschied der beiden Kurven in Fig. 4 sieht man, daß bei einem elektrischen Felde von nur 700 Volt/cm in der Mittelstellung der Zählrohre 0,6 Koinzidenzen/Stunde (oder 16 %) weniger vorhanden sind und daß weiche, positive und negative Teilchen unter der nachfolgend erwähnten Voraussetzung in nahezu gleicher Zahl¹⁾ nach links und rechts maximal um etwa 2,0 cm herausgelenkt werden.

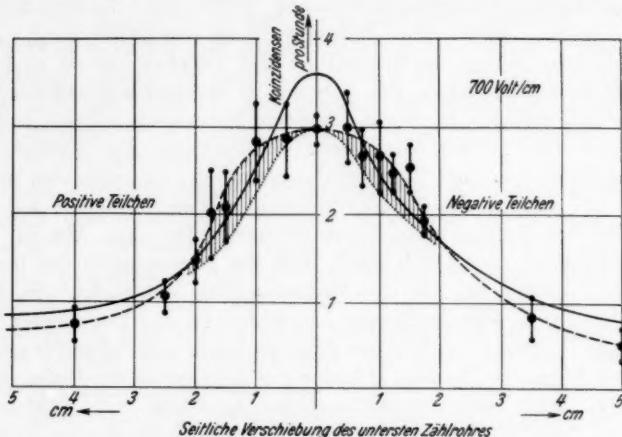


Fig. 4. Die Meßpunkte bei einer Feldstärke von 700 Volt/cm und bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres

Wenn man die genaue Zahl und das Verhältnis der positiven und negativen Teilchen zueinander erhalten will, so ist dazu nicht die Differenz gegen die Kurve ohne Feld, sondern gegen die Kurve der bei dieser Feldstärke nicht abgelenkten Teilchen zu bilden. Aus Messungen mit sehr hohen Feldstärken, die im nächsten Abschn. 8a besprochen werden, ergibt sich, daß die Zahl der Koinzidenzen in der Mitte nicht mehr abnimmt, auch wenn die Feldstärke noch 10 oder 20 mal höher wird. Daraus folgt, daß die Kurve der bei 700 Volt/cm nicht abgelenkten Teilchen etwa den punktierten

1) In einer früheren Mitteilung (E. Lenz, *Nature* 134, S. 809, 1934) über diese Messungen war die Ungleichheit der Teilchen rechts und links größer. Die inzwischen erfolgte Erhöhung der Zahl der Meßpunkte hat diese Ungleichheit verkleinert.

gezeichneten Verlauf haben sollte; denn wenn es keine Abnahme in der Mitte gibt, gibt es auch keine auf der Seite. Die Differenz dieser punktierten Kurve gegen die gestrichelte gibt dann rechts und links wieder eine Art Glockenkurve, deren Maximum auf beiden Seiten etwa bei $1,0 - 1,5$ cm liegen dürfte. Genaue Messungen hierüber werden natürlich noch ausgeführt, doch dürfte der Schluß, daß es sich in diesem Falle um Teilchen mit einer mittleren Verschiebung von $1,0 - 1,5$ cm handelt, durch weitere Messungen kaum geändert werden. Aus Formeln, die im folgenden noch entwickelt werden, berechnet man, daß Teilchen dieser Verschiebung eine Energie von $1 \cdot 10^7$ e-Volt besitzen; während der maximal vorkommenden Ablenkung von $2,0$ cm eine Energie von $5 \cdot 10^6$ e-Volt entspricht.

Daß weichere Teilchen fehlen, erklärt sich dadurch, daß die Teilchen nach dem Durchlaufen des Feldes noch den unteren Deckel des Kessels und die unteren Zählrohre durchsetzen müssen, was insgesamt einer Absorption durch $5,0$ mm Blei äquivalent ist. Aus der Mindestenergie von $5 \cdot 10^6$ e-Volt und der Absorberdicke von 5 mm Pb ergibt sich ein spezifischer Energieverlust von 10 Millionen Volt/cm Pb, in guter Übereinstimmung mit theoretischen Werten (vgl. Abschn. 9d). Wenn man auch nicht ausschließen kann, daß auch Teilchen vorhanden sind, die bereits die Decken des Hauses mit 10 ± 1 cm Pb äquivalent durchdrungen haben und dabei so stark geschwächt wurden, daß sie im Kondensator nur noch eine Energie von etwa $1,0 \cdot 10^7$ e-Volt haben, so ist es doch wahrscheinlicher, daß dies sekundäre, erst im Kessel und zwar in dem oberen Deckel gebildete sekundäre Teilchen sind. (Vgl. noch Abschn. 8.) Weitere Messungen dieser weichen Teilchen in Abhängigkeit von der Absorberdicke sind beabsichtigt, doch nicht mit der vorliegenden Apparatur, weil nur niedere Feldstärken erforderlich sind, die keinen Hochdruckkondensator erfordern, und weil bei einem anderen Kondensator die Absorberdicke längs des Strahlenwegs noch kleiner als 2×5 mm Pb gehalten werden kann.

b) Die Berechnung der Energie der gemessenen Teilchen aus ihrer Ablenkung im Kondensator ergibt natürlich nur einen Mittelwert, wenn die Ablenkung durch die seitliche Verschiebung des Maximums der Glockenkurve gemessen wird. Dieser Mittelwert ist gerade gleich der Energie von dem Teilchen, das mit senkrechter Richtung in die Mitte des Kondensators eintritt und insgesamt eine elektrische Ablenkung von der Größe der Verschiebung des Maximums erhält. Die Berechnung der Energie eines solchen Teilchens gibt keine Schwierigkeiten, weil der Kondensator so lang ist, daß die Ablenkung der Teilchen nur klein ist gegen die Länge ihrer

Bahn im Kondensator. Das beschleunigende elektrische Feld ist also stets transversal zur Bewegungsrichtung des Teilchens, so daß die Bewegungsgleichung¹⁾ des Teilchens einfach lautet:

$$K = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot b,$$

wo $K = eE$ die beschleunigende Kraft (e = Ladung des Teilchens, E = Feldstärke im Kondensator) und $\frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ die Masse des Teilchens ist. Da jedes Teilchen in dem elektrischen Felde eine Ablenkung $x = \frac{1}{2} b t^2$ erfährt (ähnlich dem freien Fall), so wird mit der Laufzeit $t = \frac{l}{v}$ (Bahnlänge durch Teilchengeschwindigkeit) die Ablenkung

$$(5) \quad x = \frac{1}{2} \frac{e E}{m_0} \cdot \frac{l^2}{v^2}.$$

Für die Teilchen der Ultrastrahlung ist die Geschwindigkeit v nahezu gleich der Lichtgeschwindigkeit c , so daß die Energie der Teilchen

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot v^2 = m c^2 - m_0 c^2 = e V$$

wird, wo V die „Voltgeschwindigkeit“ bedeutet. Die Ablenkung von Teilchen, welche senkrecht zu dem elektrischen Felde in den Kondensator eintreten, wird damit

$$(6) \quad x = \frac{E}{V} \cdot \frac{l^2}{2}.$$

Der Parameter V/E dieser Parabelgleichung ist gleich ihrem Krümmungsradius ϱ , woraus folgt, daß die elektrische Steifigkeit $\varrho \cdot E$ von Ultrastrahlungsteilchen gleich ihrer Voltgeschwindigkeit ist

$$(7) \quad \varrho \cdot E = V = E \frac{l^2}{2x}.$$

Diese Formel mag für den Vergleich von elektrischer und magnetischer Ablenkung nützlich sein, direkt gemessen wird jedoch bei der elektrischen Ablenkung nicht der Krümmungsradius, wie bei Wilsonaufnahmen im Magnetfeld, sondern die Ablenkung X . Zur Umrechnung schreiben wir deshalb noch folgende Formel auf

$$(8) \quad \text{Krümmungsradius } \varrho = \frac{l^2}{2x}.$$

1) P. Lenard u. A. Becker, Handb. d. Exp. Physik 14. S. 28, 42, 51, 401 ff. 1927.

Zum Vergleiche mögen einige Formeln bei der magnetischen Ablenkung angegeben sein. Die magnetische Steifigkeit ergibt sich aus dem Kraftansatz

$$\frac{m v^2}{\varrho} = e \cdot v \cdot B$$

ähnlich wie im vorliegenden Falle zu

$$(9) \quad \varrho \cdot v \cdot B = V.$$

Praktisch wird das Magnetfeld durch Induktion direkt als B in $\frac{\text{Volt sec}}{\text{cm}^2}$ gemessen, was zusammen mit dem in Zentimeter gemessenen Krümmungsradius ϱ und der Teilchengeschwindigkeit v in cm/sec (bei Ultrastrahlungsmessungen praktisch Lichtgeschwindigkeit) die magnetische Steifigkeit ohne irgendeine Umrechnung in der allgemein gebräuchlichen Voltgeschwindigkeit ergibt. Trotzdem wird es allgemein vorgezogen, zuerst die Induktion B in Gauss umzurechnen ($1 \text{ Gauss} = 10^{-8} \frac{\text{Volt sec}}{\text{cm}^2}$) und die Voltgeschwindigkeit V durch Division mit dem Faktor 300 in elektrostatischen Einheiten anzugeben. Dann wird

$$(10) \quad \varrho_{\text{cm}} \cdot H_{\text{Gauss}} = \frac{V_{\text{Volt}}}{300},$$

die Teilchengeschwindigkeit v verschwindet also im Maßsystem.

Da von allen Autoren bei magnetischen Ablenkungen letzten Endes doch die Voltgeschwindigkeit V der gemessenen Teilchen angegeben wird, halten wir es für überflüssig, die elektrische Steifigkeit ebenfalls in C. G. S.-Einheiten umzurechnen. Nützlicher ist vielleicht ein Vergleich der Leistungsfähigkeit der elektrischen und magnetischen Ablenkung bei Ultrastrahlen. Es wäre verfehlt, hierzu einfach den Krümmungsradius der Bahnen heranziehen, denn ebenso wichtig ist die Länge der Bahnen, die bei der Ausmessung zur Verfügung stehen. Mit genügender Genauigkeit läßt sich dieser Vergleich einfach dadurch erzielen, daß die Kreisbahnen im Magnetfeld durch ihre zugehörigen Parabeln angeschrieben werden, so daß nach Gl. (9) mit dem Krümmungsradius

$$\varrho = \frac{v \cdot B}{V}$$

die magnetische Ablenkung

$$(11) \quad x_m = \frac{v \cdot B}{V} \cdot \frac{l_m^2}{2}$$

wird. Teilchen gleicher Energie erhalten also nach den Formeln (6) und (11) dieselbe elektrische oder magnetische Ablenkung x , wenn

$$(12) \quad l_e^2 \cdot E = l_m^2 \cdot v \cdot B,$$

oder, wenn die Induktion in Gauss angegeben wird,

$$(13) \quad l_e^2 \cdot E_{\text{Volt/cm}} = 300 l_m^2 \cdot H_{\text{Gauss}}.$$

Man sieht, daß die Bahnlängen im Quadrat eingehen; da die magnetischen Felder nicht nur in ihrer räumlichen Ausdehnung und zeitlichen Anwendung (Erwärmung), sondern auch in ihrer Stärke B begrenzt sind, ergibt sich, daß man mit elektrischen Feldern immer dieselbe Wirkung erreichen kann wie mit magnetischen, weil sie beliebig lang gemacht werden können. Aus den Angaben von E. Wandersleb¹⁾ über die Verzeichnung von photographischen Objektiven sieht man außerdem, daß die Verzeichnung bei guten Objektiven durchaus von der Größe sein kann, wie die Pfeilhöhen der härtesten Teilchen bei den Wilsonkammeraufnahmen z. B. von P. Kunze²⁾. Sie kann aber auch 10 mal so groß sein, besonders weil die Aufnahmen durch eine Glasplatte gemacht werden müssen und nur für besonders verzeichnungsfrei korrigierte Objektive verschwindet dieser Fehler, was immerhin einen beträchtlichen Aufwand erfordert.

Bei der besonderen Anordnung meiner Zählrohre wird die elektrische Ablenkung der Teilchen nicht gleich am Ende des Kondensators, sondern erst in dem Abstande d des untersten Zählrohres gemessen. Die Teilchen fliegen in Richtung ihrer Bahntangente aus dem elektrischen Felde heraus, was in einigem Abstand eine merkliche Vergrößerung der Ablenkung ergibt. Diese zusätzliche Ablenkung z berechnet man nach Gl. (6) aus der Richtung der Tangente am Ende l der Bahn und dem Abstande d zu

$$(14) \quad z = d \cdot \frac{E}{V} \cdot l,$$

so daß die gesamte Ablenkung in diesem Falle

$$(15) \quad x = \frac{E}{V} l \left(\frac{l}{2} + d \right)$$

wird. Mit den Apparatzkonstanten $l = 121$ cm, $d = 50$ cm wird daraus

$$(16) \quad x_{\text{cm}} = 1,32 \cdot 10^4 \frac{E_{\text{Volt/cm}}}{V_{\text{e-Volt}}},$$

oder

$$V_{\text{e-Volt}} = 1,32 \cdot 10^4 \frac{E_{\text{Volt/cm}}}{x \text{ cm}}.$$

1) E. Wandersleb, Ztschr. f. Instrumentenkde. **27**, S. 33, 75. 1907.

2) P. Kunze, Ztschr. f. Phys. **80**, S. 562. 1933.

Zahlenmäßig ergibt sich hieraus z. B. für

$$E = 700 \text{ Volt/cm} \quad x = 1 \text{ cm} \quad V = 0,93 \cdot 10^7 \text{ e-Volt}$$

$$E = 70000 \text{ Volt/cm} \quad x = 1 \text{ cm} \quad V = 0,93 \cdot 10^9 \text{ e-Volt.}$$

Ebenso wie hier, sind alle Angaben über Voltgeschwindigkeiten unter der Voraussetzung gemacht, daß die Teilchen eine einfache elektrische Ladung tragen; mehrfach geladene Teilchen ergeben bei gleicher Ablenkung natürlich entsprechend kleinere Voltenergien. Nach den Auszählungen der Nebeltröpfchen in den Bahnspuren von Wilsonaufnahmen¹⁾ ist anzunehmen, daß es sich bei allen Ultrastrahlungsteilchen um einfach geladene Teilchen handelt.

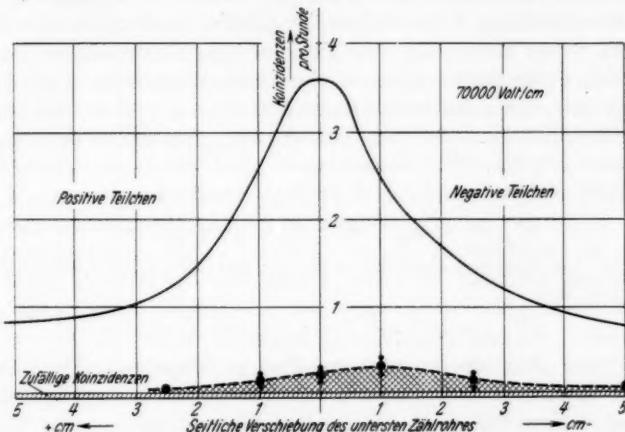


Fig. 5. Messungen bei einer Feldstärke von 70000 Volt/cm und seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres

c) *Feldstärke 70000 Volt/cm.* Bei einem Felde von 70000 Volt/cm werden alle weichen Teilchen aus dem Kondensator herausgelenkt und nur noch die härtesten Teilchen gezählt; eine Ablenkung der Teilchen oder eine seitliche Verschiebung des Scheitels der Glockenkurve um 1 cm entspricht jetzt etwa $1 \cdot 10^9$ e-Volt. Da die Zahl dieser Teilchen hoher Energie jedoch sehr klein ist, haben wir bisher nur eine Meßgenauigkeit von im Mittel etwa 30% erreicht; daß tatsächlich mehr negative als positive Teilchen vorhanden sind, wie Fig. 5 zeigt, ist also noch unsicher. Zum Vergleich ist in diesem Bilde wieder die Kurve der Teilchen ohne Feld eingezeichnet. Man sieht sofort, daß jetzt die seitlich über 3 cm hinausgestreuten Teilchen fehlen, aber auch in der Achse sind diese im Kessel gebildeten

1) P. Kunze, a. a. O.; C. D. Anderson, a. a. O.

Teilchen nicht mehr vorhanden. Die Meßgenauigkeit der Punkte ist wieder durch senkrechte Striche angegeben; da für die äußersten Punkte rechts und links nur einige wenige Koinzidenzen gemessen sind, ist diese Angabe nicht mehr möglich, weil die Anwendung der Fehlerformel für so wenige Teilchen keinen Sinn hat. Der Unterschied in der stündlichen Koinzidenzzahl von 0,30 mit gegen 3,60 ohne Feld ist aber trotz der geringen Genauigkeit, die bei hohen Feldern bisher erreicht wurde, klar erkennbar.

Während bei den bisher betrachteten Messungen die Zahl der zufälligen Koinzidenzen mit 0,090 $K/\text{Std.}$ (Abschnitt 6c) völlig vernachlässigt werden konnte, ist dies jetzt nicht mehr möglich. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen ist jedoch bei einem hohen elektrischen Felde kleiner als ohne Feld, weil die Dreifachkoinzidenzen im gleichen Verhältnis abnehmen wie die Vierfachen. Maßgebend bleiben nur noch die zufälligen Koinzidenzen, welche die systematischen Koinzidenzen der oberen und unteren Zählrohrepaare miteinander bilden. Die Formel (4) in Abschnitt 6c vereinfacht sich bei hohen elektrischen Feldern zu dem Ausdruck

$$(17) \quad K_{1234}^z = 2(K_{12}^S - K_{1234}^{SF})(K_{34}^S - K_{1234}^{SF}) \cdot t_0$$

was mit den dortigen Zahlenwerten für die zufälligen Koinzidenzen jetzt den Wert

$$K_{1234}^z = 0,15 \cdot 10^{-4} \text{ sec} = 0,050 \text{ } K/\text{Stunde}$$

ergibt, also nur alle 20 Stunden eine zufällige Koinzidenz. Die beiden äußersten Meßpunkte in Fig. 5 liegen also gerade noch über dem Wert für die zufälligen Koinzidenzen, wogegen der Mittelwert des mittleren Punktes schon 6 mal größer ist. Wie man aus der Formel (17) sieht, kann man die Zahl der zufälligen Koinzidenzen noch wesentlich herabdrücken, wenn man den Abstand der oberen Zählrohre vergrößert, wodurch die systematischen Koinzidenzen K_{12} , die in der Formel den Ausschlag geben, verringert werden. Dies wird von Bedeutung bei einer Untersuchung des Ost-West-Effektes, den die Ultrastrahlungsteilchen wegen des Einflusses des Erdmagnetfeldes bei diesen hohen Feldern im Kondensator zeigen sollten. Es ist deshalb beabsichtigt, diese Messungen weiterzuführen, besonders bei verschiedenen Neigungswinkeln des Kondensators.

Der Prozentsatz der harten Teilchen über etwa $1 \cdot 10^9 e\text{-Volt}$, der sich nach diesen Messungen in der Ultrastrahlung findet, dürfte etwa 30% sein; denn von der gesamten Teilchenzahl in der Mitte mit 3,6/Std. ohne Feld sind erst die sekundären Teilchen im Kessel mit 2,6/Std. abzuziehen (vgl. Abschnitt 6d). Hierin sind auch die wenigen Teilchen enthalten, welche in den dünnen Aluminiumblechen

des Kondensators ausgelöst werden. Selbstverständlich würde ein Papierkondensator weniger Sekundärteilchen ausbilden, als die Aluminiumbleche; seine Anwendung kommt aber wegen der starken Anziehungskraft der Elektroden nicht in Frage. Zahlenmäßig können wegen der großen Streuwinkel bei der Ausbildung von Sekundärteilchen nur solche Prozesse einen Beitrag zu den vierfach Koinzidenzen geben, die entweder am oberen oder unteren Ende des Kondensators stattfinden, ein Unterschied im Verhalten dieser Sekundärteilchen gegenüber denen aus dem Eisen der Deckel dürfte kaum bemerkbar sein.

Über einen Vergleich des Ergebnisses von etwa 30% harten Teilchen nach meinen Messungen mit den Messungen von L. F. Curti $\ddot{\text{B}}$ ¹⁾ über die magnetische Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen und mit den Wilsonkammeraufnahmen von C. D. Anderson²⁾ und P. Kunze³⁾ habe ich auf einer Tagung der Deutschen Phys. Ges. berichtet⁴⁾. Das Experiment von L. F. Curti $\ddot{\text{B}}$ mit vierfachen Koinzidenzen und einem magnetischen Felde in Luft zeigte für 70% der ungefilterten Ultrastrahlungsteilchen eine Energie über $1 \cdot 10^9$ e-Volt. Nach den Wilsonkammeraufnahmen von C. D. Anderson und P. Kunze beträgt dieser Satz nur etwa 25—30%. Auf S. 821 ff. seiner Abhandlung¹⁾ versucht Curti $\ddot{\text{B}}$, diesen Unterschied zu seinen Gunsten zu erklären. Da nach Curti $\ddot{\text{B}}$ die Annahme der Bildung von sekundären Teilchen für sein Experiment völlig auszuschließen ist und da außerdem zufällige Koinzidenzen bei ihm keine Rolle spielen [ihr Zahlenwert und die Formel bei Curti $\ddot{\text{B}}$, S. 817, sind nach Gl. (4) zwar falsch], so bleibt es auffällig, daß die Zahl der von Curti $\ddot{\text{B}}$ gemessenen, stündlichen Vierfach-Koinzidenzen 15- bis 5,5-mal größer ist, als eine Berechnung mit den bereits erwähnten Daten von Kohlhörster und Janossy⁵⁾ bzw. Street und Woodward⁶⁾ ergibt. (Vgl. Abschnitt 6d). Da Curti $\ddot{\text{B}}$ die Länge seiner Zählrohre mit $l = 5$ cm angibt, wobei ihr Durchmesser nach seiner Fig. 2 kleiner als $d = 2,5$ cm ist, außerdem den Achsenabstand seiner äußersten Rohre mit $a = 70,5$ cm, so ergeben sich gegenüber $1,31 \pm 0,09$ von Curti $\ddot{\text{B}}$ in der Stunde ohne magnetisches Feld gemessenen Koinzidenzen für dieselben Verhältnisse die berechneten Werte von

0,089 (nach Kohlhörster und Janossy)
bzw.

0,240 (nach Street und Woodward).

1) L. F. Curti $\ddot{\text{B}}$, a. a. O.

2) C. D. Anderson, Phys. Rev. 41. S. 405. 1932; 44. S. 407. 1933.

3) P. Kunze, a. a. O.

4) Stuttgart, 2. Febr. 1935.

5) W. Kohlhörster u. L. Janossy, a. a. O.

6) J. C. Street u. R. H. Woodward, a. a. O.

Damit wird aber der Ansatz von 70% harter Teilchen nach Curtiß etwas unsicher. Diese Unsicherheit vergrößert sich noch, wenn man sieht, daß die Einzelmessungen von Curtiß nach seiner Tab. 1, S. 820 mit einem magnetischen Felde auch doppelt so große Werte ergeben können, als ohne Feld, und zwar gerade bei einer Meßreihe mit einer großen Zahl von Koinzidenzen, also kleinem statistischen Fehler. Eine Auswertung der Meßreihen von Curtiß mit Gewichten entsprechend der Zahl der Koinzidenzen und unter Weglassung der eben erwähnten unmöglichen Meßreihe von 2,29 $K/\text{Std.}$ mit einem magnetischen Felde, ergibt übrigens einen Betrag von etwa 50% abgelenkter Teilchen statt 30% nach Curtiß. Auf keinen Fall erfaßt jedoch der Vergleich der Ablenkungsexperimente, den W. E. Danforth und W. F. G. Swann¹⁾ neuerdings aufgestellt haben, die tatsächlichen Verhältnisse, weder in den sinnlosen Zahlenangaben ihrer Tabelle noch in der Voraussetzung, daß die Energieverteilung der Ultrastrahlungsteilchen bei den verschiedenen Messungen einander gleich sein müsse²⁾. (Vgl. Abschnitt 6d).

8. Die Messungen in der Mittelstellung der Zählrohre in Abhängigkeit von der Feldstärke

a) Die bisher beschriebenen Messungen waren bei Feldstärken von 700 und 70000 Volt/cm und bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres gemacht. Die weiteren Messungen, die noch beschrieben werden, sind nur in der *Mittelstellung der Zählrohre* vorgenommen. Dadurch ergibt sich natürlich eine gewisse Beschränkung in der Auswertung, denn eine Energiebestimmung der Teilchen ist in einfacher Weise nur aus der Verschiebung des Maximums der Glockenkurve möglich. Ein weiterer Nachteil solcher Messungen besteht darin, daß die Teilchen nicht nach ihrem Ladungsvorzeichen getrennt werden können, wie dies bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres möglich ist. Trägt man jedoch die Zahl der in der Mittelstellung gemessenen Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Feldstärke auf, wie es in Fig. 6 der Fall ist, so lassen sich auch aus einer solchen Darstellung gewisse Einsichten über die gemessenen

1) W. E. Danforth u. W. F. G. Swann, *Phys. Rev.* **47**, S. 421. 1935.

2) Das Ergebnis des Experiments von Swann und Danforth¹⁾ konnte ich bei meinem erwähnten Berichte nicht heranziehen, weil die Veröffentlichungen von Swann und Danforth über ihre Messungen nach ihrer eigenen Angabe in²⁾ lediglich in dem folgenden Satze bestanden, daß „observations on electrostatic deflection of secondary cosmic rays“ „were described.“ W. F. G. Swann, *Science* **77**, S. 494. 1933. Man vergleiche dazu auch den Vorschlag von W. F. G. Swann, *Phys. Rev.* **43**, S. 778. 1933, zylindrische Kondensatoren zur Fokussierung der Ultrastrahlung zu verwenden.

Teilchen gewinnen. Wegen des großen Unterschieds in den Feldstärken wurde als Abszisse der Logarithmus der Feldstärke aufgetragen; die Ordinate bedeutet das Verhältnis der stündlich gemessenen Koinzidenzen mit und ohne Feld in Prozenten ausgedrückt; die Länge der senkrechten Striche bedeutet wieder die Meßgenauigkeit, die für die einzelnen Punkte erreicht wurde. Zufällige Koinzidenzen spielen nach Abschnitt 7c keine Rolle. Die gezeichnete Kurve ist ein Bild der Abnahme der gezählten Teilchen mit zu-

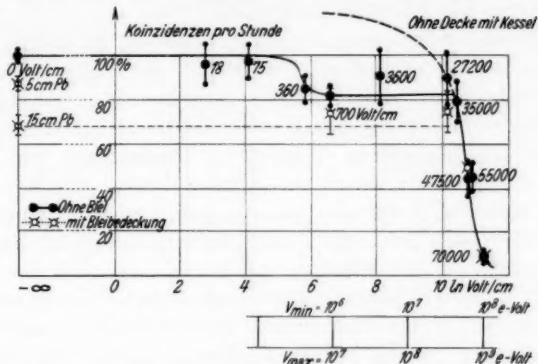


Fig. 6. Die Abhängigkeit der gemessenen Koinzidenzzahl von dem Logarithmus der Feldstärke. (Alle Meßpunkte mit \times bei 15 cm Bleibedeckung, ausgenommen ein Meßpunkt ohne Feld bei 5 cm Pb)

nehmender Feldstärke; differenziert erhält man also die Verteilung der gemessenen Teilchen über die Feldstärke. Man sieht sofort, daß im wesentlichen 2 ganz verschiedene Teilchengruppen vorhanden sind: weiche Teilchen, welche mit Feldstärken von nur 700 Volt schon so stark ablenkbar sind, daß sie im untersten Zählrohre keine Koinzidenz mehr geben, und harte Teilchen, die erst mit einer Feldstärke von 27000 Volt beeinflußbar sind. In Abschnitt 6d wurde bereits dargestellt, daß diese weichen Teilchen im Kessel gebildet werden. Daß bis zu einer Feldstärke von 27000 Volt innerhalb der Meßgenauigkeit keine oder nur eine geringe Abnahme der Teilchen beobachtet wird, muß man wohl damit erklären, daß alle von außen kommenden weicheren Teilchen in den 10 ± 1 cm Bleiäquivalent der Decken absorbiert werden und daß die härteren Sekundärteilchen ziemlich homogen sind (Abschnitt 9b). Nach Messungen von A. Ehmert (vgl. Abschnitt 6d) beträgt die Zahl dieser absorbierten Teilchen (ohne Kessel) etwa 25 %. Nimmt man an, daß die Zahl der sekundären Teilchen im Kessel etwa proportional der Zahl der

einfallenden primären ist, so ergibt sich etwa der gestrichelte Kurvenverlauf für den Fall, daß die Messungen mit dem Kessel im Freien, ohne absorbierende Decke vorgenommen worden wären. Mit Deutlichkeit sieht man, daß die Kurve bei den harten Teilchen zwischen 27000 und 50000 Volt/cm einen Wendepunkt hat, die differenzierte Kurve also ein Maximum ergibt. Hieraus folgt, daß Teilchen mit der Härte, die diesen Feldstärken entspricht, am häufigsten vorkommen. Die Bedeutung dieser Feststellung wird in anderem Zusammenhang im nächsten Abschnitt 9b dargestellt.

b) Zunächst sind einige Angaben über die Berechnung und Bedeutung der *Energiemaßstäbe* in Fig. 6 notwendig. Da die einfallende Strahlung weder parallel noch homogen ist, ergeben sich dabei gewisse Schwierigkeiten. Die Kurve in Fig. 6 bedeutet die Abnahme der gemessenen Teilchen in Abhängigkeit von der Feldstärke; man gelangt jedoch zu falschen Energiewerten, wenn man einfach nach Fig. 7 aus den geometrischen Verhältnissen die Energie der Teilchen mit der größten Ablenkung (Zählrohrdurchmesser) berechnet, denn für die Abnahme der Kurve sind nicht die weichsten Teilchen, sondern diejenigen maßgebend, die zahlenmäßig am stärksten abnehmen, auch wenn sie härter sind. An dem Beispiele paralleler senkrechter Strahlen in Fig. 7 Mitte sieht man, daß bei einer bestimmten Feldstärke nicht nur Teilchen einer bestimmten minimalen Energie völlig abgelenkt sind, sondern daß auch solche mit der doppelten Energie bereits zur Hälfte abgelenkt werden, solche mit der 4fachen Energie zu einem Viertel ihrer Zahl. Wenn in diesem Falle die Feldstärke auf den doppelten Wert erhöht wird, so nehmen die Teilchen, die vorher noch mit 50% vorhanden waren, jetzt ab auf Null; da jedoch die Gesamtabnahme aller dieser Teilchen bei zunehmender Feldstärke gemessen wird, so sieht man ein, daß die Teilchen, welche die Abnahme verursachen, im Mittel um ein Mehrfaches härter sind, als die weichsten berechneten Teilchen. Wenn die Strahlen nicht mehr parallel und senkrecht eindringen, sondern gleichmäßig unter verschiedenen, wenn auch kleinen Winkeln, so wird der Unterschied zwischen der mittleren und der kleinsten Energie der abnehmenden Teilchen noch viel beträchtlicher. Die Formeln, welche von W. E. Danforth¹⁾ zur Diskussion der magnetischen Ablenkungsversuche von L. F. Curtiß²⁾ und L. M. Mott-Smith³⁾ für die Bahnen von Teilchen in einem magnetischen Felde aufgestellt wurden, sind bei der elektrischen Ablenkung nicht gültig, weil jedes Magnet-

1) W. E. Danforth, Journ. Frankl.-Inst. **217**. S. 331. 1934.

2) L. F. Curtiss, a. a. O.

3) L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **37**. S. 1001. 1931.

feld seitlich genügend ausgedehnt ist im Vergleich zu den Teilchenbahnen, während ein elektrisches Feld durch die Platten seines Kondensators, die mit zu den Blenden des Strahlenganges gehören, begrenzt wird. Die Berechnung von besonders ausgezeichneten Bahnen ergibt bei der elektrischen Ablenkung z. B. für die Voltenergie V_{\min} des weichsten schießen Teilchens (Fig. 7 rechts) bei einer Feldstärke von E Volt/cm im Kondensator die Formel

$$(18) \quad V_{\min} = 0,14 \cdot 10^4 E \text{ Volt},$$

welche bis herab zu $V \sim 10^6$ e-Volt gültig ist. Man schätzt leicht ab, daß die Energie V_{\max} der härteren Teilchen, welche bei dieser

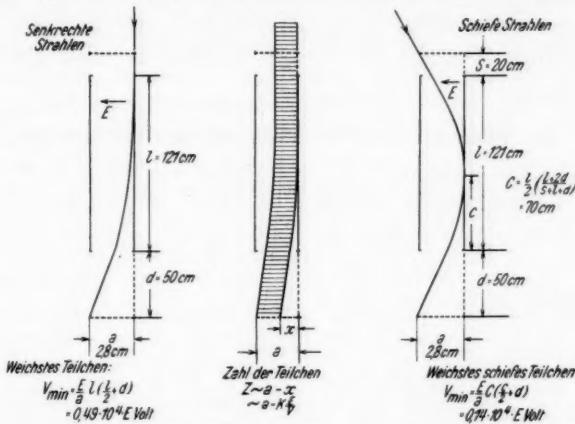


Fig. 7. Bilder zur Berechnung der Bahnen der weichsten Teilchen

Feldstärke E Volt/cm nicht mehr merkbar beeinflußt werden, gerade etwa 10 mal größer ist; denn schon das weichste senkrechte Teilchen, das bei dieser Feldstärke im Kondensator noch vorhanden ist, hat bereits eine 3,5 mal größere Voltenergie als das weichste schiefe nach Formel 18. Streueffekte in den Kondensatorplatten, an denen die Teilchen entlang laufen, und in dem Eisen des unteren Deckels, mahnen zwar zur Vorsicht in der Anwendung der Formel 18; die Folgerungen aus meinen Messungen führen jedoch zu keinen Widersprüchen mit den bisher bekannten Daten über die Ultrastrahlung, wenn diese Formel 18 verwendet wird. Eine ebenso günstige Sachlage, wie sie E. Rutherford¹⁾ bei der elektrischen Ablenkung von radioaktiven Teilchenstrahlen vorfand, ist bei der Ultrastrahlung eben nicht mehr vorhanden. Die beiden Energiemaßstäbe

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. S. 348. 1906.

mit der Bezeichnung V_{\min} und V_{\max} in Fig. 6 bedeuten also nach Formel 18 die Energien derjenigen Teilchen, welche bei der Feldstärke E Volt/cm im Kondensator unter Berücksichtigung des schiefen Strahleneinfalles gerade keine Koinzidenzen mehr geben bzw. noch nicht merkbar beeinflußt werden können. Für die Aussage, daß die Messungen im wesentlichen zwei Teilchengruppen, welche unter 10^7 e-Volt und harte über 10^8 e-Volt ergeben, dürfte die Bildung eines mittleren Energiemaßstabes ausreichend sein; die beabsichtigte weitere Erhöhung der Meßgenauigkeit wird natürlich eine genauere Auswertung mit sich bringen. Da bei Energien unter 10^6 e-Volt die Ruhenergie der Teilchen ins Gewicht fällt, ist der Maßstab in dieses Gebiet nicht fortgesetzt, was wegen der Absorption der weichsten Teilchen im Deckel des Kessels auch nicht notwendig ist.

9. Die Messungen mit verschiedenen starker Bleibedeckung

a) Zu den Messungen in Abhängigkeit von der Feldstärke, die in dem vorhergehenden Abschnitt behandelt wurden, gehören noch einige weitere bei verschiedener *Bleibedeckung*. Die Anordnung der Bleiklötzte von $20 \times 20 \times 5$ cm über der Apparatur ist in der ersten Fig. 1 eingezzeichnet. Die Messungen mit 1, 3 und 6 Lagen Blei mit und ohne Feld sind ebenfalls in Fig. 6 zusammen mit denen des letzten Abschn. 8a dargestellt. Ordinate ist also das Verhältnis der stündlichen Koinzidenzen mit und ohne Feld, Abszisse der Logarithmus der Feldstärke; die Bedeutung des Energiemaßstabes wurde im vorhergehenden Abschnitt besprochen. Man sieht in der Figur, daß die stündlichen Koinzidenzen ohne ein elektrisches Feld mit zunehmender Bleidicke zunächst abnehmen, bei einer Lage Blei (5 cm Pb) sind es noch 93% von denen ohne Blei und bei 3 Lagen (15 cm Pb) nur noch 69%, davon, bei 6 Lagen (30 cm Pb) ergeben sich dagegen 76,5%, also mehr Koinzidenzen als mit 15 cm Pb. Diese Zunahme der stündlichen Koinzidenzen wird zweifellos durch Sekundärteilchen aus der seitlichen Einstrahlung in die Bleiklötzte verursacht, denn eine saubere Absorptionskurve kann sich natürlich nicht ergeben, ohne daß die seitliche Ausdehnung des Absorbers groß ist gegen die Dicke. Praktisch ist das in meinem Falle schwer zu erreichen, wenn die Bleiklötzte über dem Kessel befestigt werden müssen; immerhin dürften die beiden Meßpunkte mit 5 und 15 cm Pb noch annähernd richtig sein. Da die Messungen mit 30 cm Pb 76,5% ergeben statt etwa 40—50%, so darf man daraus folgern, daß der Meßpunkt bei 15 cm Pb etwa um 10—15% zu hoch liegt, also statt 69 richtiger 54% betragen sollte. Das gilt natürlich auch bei

den Messungen mit Feld, so daß die beiden Meßpunkte bei 700 und 27200 Volt/cm statt 77 etwa 60% ergeben würden. Auch in diesem Falle der Absorption mit Bleiklötzten von 15 cm Dicke (außer dem 10 ± 1 cm Pb-Äquivalent der Decken über der Apparatur) ergibt sich, daß die Zahl der Teilchen annähernd konstant bleibt bis zum Schnitt des waagrechten Teils mit dem steilabfallenden Teile der Kurve, während die weiteren Meßpunkte bei 47500 und 70000 Volt/cm innerhalb der Meßgenauigkeit mit den früheren Messungen ohne Bleibedeckung zusammenfallen.

b) Der eigentümliche Kurvenverlauf in Fig. 6 für die Abhängigkeit der prozentualen stündlichen Koinzidenzen in Abhängigkeit von der Feldstärke im Kondensator hat zu dem Schlusse geführt (Abschn. 8a), daß die gemessenen Teilchen bei etwa 40000 Volt/cm am häufigsten vorhanden sind, denn die Kurve hat dort einen Wendepunkt, was differenziert ein *Maximum* ergibt. Mit den beiden Energiemaßstäben nach Formel (18) ergeben sich dafür die Energien $V_{\min} = 5 \cdot 10^7$ und $V_{\max} = 5 \cdot 10^8$ e-Volt. Für diese Energiewerte entnehmen wir aus einer theoretischen Arbeit von H. Bethe und W. Heitler¹⁾ (Tab. S. 101) Reichweiten von 1,7 bzw. 2,5 cm für Elektronen in Blei, im Mittel also von etwa 2,0 cm Pb. Nach den Untersuchungen von E. Steinke und H. Schindler²⁾, B. Rossi³⁾, E. Fünfer⁴⁾, Th. H. Johnson⁵⁾ und anderen⁶⁾ über den sogenannten „Übergangseffekt“ der Ultrastrahlung ist dies gerade etwa die Reichweite derjenigen Sekundärteilchen, welche das Maximum in der Kurve des Übergangseffektes verursachen. Die Gruppe der harten Teilchen über 10^8 e-Volt besteht also neben den wenigen Ultrastrahlungsteilchen, die tatsächlich „primäre“ Teilchen sind, zum größten Teile aus harten Sekundärteilchen des Übergangseffektes. Der genaue Anteil dieser Teilchen läßt sich nur durch Variation der Dicke des Absorbermaterials bestimmen, was bei der Bestimmung des spezifischen Energieverlustes der Ultrastrahlung (vgl. den Abschnitt 9d) zu beachten ist. Nach der Klassifikation der verschiedenen sekundären Strahlenarten der Ultrastrahlung durch H. Geiger und E. Fünfer⁶⁾ sind dies sogenannte C-Teilchen, während die weichen positiven und negativen Teilchen meiner Messungen mit weniger als 700 Volt/cm (Abschn. 7a, 8a usw.)

1) H. Bethe u. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A. **146**, S. 83. 1934.

2) E. Steinke u. H. Schindler, Ztschr. f. Phys. **72**, S. 625. 1931.

3) B. Rossi, Ztschr. f. Phys. **82**, S. 151. 1933.

4) E. Fünfer, Ztschr. f. Phys. **83**, S. 92. 1933.

5) Th. H. Johnson, Phys. Rev. **45**, S. 569. 1934.

6) H. Geiger u. E. Fünfer, Ztschr. f. Phys. **93**, S. 543. 1935.

der Energie der *E*-Teilchen entsprechen¹⁾. Wie bereits mehrfach betont wurde, lassen die Koinzidenzmessungen ohne seitliche Verschiebung des untersten Zählrohres das Verhältnis von positiven und negativen Teilchen nicht erkennen; meine Messungen mit 70000 Volt/cm und seitlicher Verschiebung, welche nur noch die härtesten Teilchen übrig lassen, zeigen jedoch, daß alle abgelenkten sekundären Teilchen als positive und negative in etwa gleicher Zahl gebildet werden.

c) Ob diese beiden Sorten der *C*- und *E*-Teilchen alle sekundären Teilchen der Ultrastrahlung erfassen und ob alle härteren Teilchen als primär anzusehen sind, scheint mir nicht sicher, denn es gibt einige Tatsachen, die für das Dasein von noch härteren Sekundärteilchen sprechen. Das sind zunächst die Koinzidenzversuche von M. Ackemann²⁾ und J. Hummel³⁾. Nach diesen Versuchen, bei denen nur gestreute Teilchen Koinzidenzen ergeben können, zeigt sich ein Maximum in der Zahl der gemessenen Koinzidenzen bei etwa 22 cm Pb, was man als einen Übergangseffekt der Ultrastrahlung ansehen kann, bei dem die Reichweite der Sekundärstrahlen nicht nur 2 cm Pb ist, wie bei dem normalen Übergangseffekt, sondern etwa 22 cm. Die zweite Tatsache ist, daß die Ultrastrahlung beim Eindringen in die Erdatmosphäre ein klares *Maximum der Ionisierungsstärke* bei etwa 120 mm Hg ausbildet. Die Bedeutung dieses Maximums wurde von mir mehrfach besprochen, sowohl im Zusammenhange mit geophysikalischen Fragen⁴⁾ als auch für die Analyse der Ultrastrahlung⁵⁾. Wenn man aus diesem Maximum das Durchdringungsvermögen der zugehörigen Strahlen berechnen will, so erfordert dies gewisse Annahmen über die Natur der Strahlen (Photonen oder Korpuskeln) und ihre Absorptionskurve (z. B. Exponentialfunktion.) Nimmt man an, daß dieses Maximum in der Atmosphäre durch Teilchen verursacht wird, welche allseitig in die Erdatmosphäre eindringen [über den Einfluß des Erdmagnetfeldes

1) J. Chadwick, P. M. G. Blackett u. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. A. **139**, S. 699. 1933. **144**; S. 235. 1934.

2) M. Ackemann, Naturwissenschaften **22**, S. 169. 1934.

3) J. Hummel, Naturwissenschaften **22**, S. 170. 1934.

4) E. Lenz, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik **43**, S. 47. 1934. Verh. d. D. Phys. Ges. [3] **14**, S. 4. 1933; vgl. auch E. Regener, Phys. Ztschr. **34**, S. 306. 1933. Fußnote 1 und Fig. 19, S. 318 der letztgenannten Abhandlung erledigen die von V. Conradt, Ztschr. f. Hochfrequenztechnik **44**, S. 142. 1934 vorgetragenen Bemerkungen (Prioritätsfragen) zu V. F. Hess, Ergebn. Kosm. Phys. **2**, S. 125. 1934.

5) E. Lenz, Ztschr. f. Phys. **83**, S. 194. 1933; E. Regener u. A. Auer, Phys. Ztschr. **35**, S. 784. 1934; M. Cosyns, Nature **135**, S. 313. 1935.

vgl. ¹⁾], so ist nach einer Beziehung von B. Groß²⁾ die Reichweite dieser Teilchen genau doppelt so groß als die Schichtdicke dieses Maximums. Die oben erwähnte Lage des Maximums bei 120 mm Hg ergibt also Teilchenstrahlen von 240 mm Hg Reichweite oder etwa 27 cm Pb. Dies ist etwa derselbe Wert wie bei dem Experimente von Ackemann und Hummel, denn da bei diesem Experimente schiefe Strahlen zugelassen sind, so bildet ihr Wert von 22 cm Pb nur eine untere Grenze des Durchdringungsvermögens, während die tatsächliche Reichweite ebenfalls etwa 27 cm Pb betragen kann. Daß man diese verhältnismäßig weichen Teilchen nicht nur oben in der Erdatmosphäre, sondern auch am Erdboden findet, spricht dafür, daß sie sekundärer Natur sind. Nach der Analyse der Absorptionskurve der Ultrastrahlung durch C. Eckart³⁾ findet sich (von mir aus 8 und 4 m H₂O auf 760 mm Hg extrapoliert) auch am Erdboden eine weiche Komponente mit $\mu = 0,5 \text{ m}^{-1}$ H₂O, was nach der in diesem Falle gültigen Beziehung $R = \frac{1}{\mu}$ ebenfalls einem mittleren Durchdringungsvermögen⁴⁾ der zugehörigen Ultrastrahlung von 2 m H₂O = 25 cm Pb entspricht. Ein Vergleich der Ballonregistrierungen von E. Regener⁵⁾, E. Clay⁶⁾ am Äquator und R. A. Millikan⁷⁾ und anderen in nördlichen Breiten ergibt, daß die weichen Teilchen unseres Maximums am Äquator fast völlig fehlen, daß dagegen näher am Nordpol noch weichere vorhanden sind. Hieraus folgt, daß das Maximum nicht erst durch einen Übergangseffekt primärer harter Strahlen in der Erdatmosphäre ausgebildet werden kann, denn die Breitenabhängigkeit dieser primären harten Strahlen ist gering, sondern daß der „Übergangseffekt“ bereits außerhalb der Erdatmosphäre stattfindet (Entstehungsort) und daß das Erdmagnetfeld die beobachtete Verteilung der ihrer Herkunft nach sekundären Teilchen verursacht.

d) Bereits in Abschn. 7a (Fig. 4) wurde aus der Beobachtung, daß keine Teilchen mit größerer Ablenkung als 2 cm vorkommen, der Schluß gezogen, daß Teilchen einer Energie von $5 \cdot 10^6 e\text{-Volt}$ einen *Energieverlust* von 10 Millionen Volt je Zentimeter Pb aufweisen.

1) H. Kulenkampff, Naturwissenschaften **21**. S. 25. 1933; E. Regener, Phys. Ztschr. **34**. S. 820. 880. 1933.

2) B. Groß, Phys. Ztschr. **35**. S. 746. 1934; Ztschr. f. Phys. **83**. S. 214. 1933.

3) C. Eckart, Phys. Rev. **45**. S. 851. 1934.

4) E. Lenz, Ztschr. f. Phys. **85**. S. 435. 1933.

5) E. Regener, Phys. Ztschr. **34**. S. 306. 1933; E. Regener u. G. Pfotzer, Phys. Ztschr. **35**. S. 779. 1934.

6) E. Clay, Physica **1**. S. 363. 1934.

7) I. S. Bowen, R. A. Millikan, H. V. Neher, Phys. Rev. **46**. S. 641. 1934.

Aus den Messungen in Abschn. 8a (Fig. 6) folgt für die harten Teilchen, welche, von außen kommend, gerade noch die Decke des Hauses mit 10 ± 1 cm Pb durchdringen, eine Mindestenergie von etwa $4 \cdot 10^8$ e-Volt; denn die Energie dieser Teilchen muß größer sein als die Energie von $1 \cdot 10^8$ e-Volt der harten sekundären Teilchen des Übergangseffektes im Kessel, welche den Steilabfall der Kurve von Fig. 6 zwischen 27200 und etwa 60000 Volt/cm Feldstärke verursachen. Nach Formel (18) haben die restlichen (primären) Teilchen bei der Feldstärke von 70000 Volt/cm eine untere Energiegrenze von $1 \cdot 10^8$ e-Volt; in beträchtlicher Zahl sind jedoch solche Teilchen bei dieser Feldstärke nicht mehr vorhanden, sondern erst die mehrfach härteren von etwa $3 - 4 \cdot 10^8$ e-Volt an (vgl. Abschn. 8b). Hieraus erhält man für diese Teilchen von $4 \cdot 10^8$ e-Volt im Mittel und als untere Grenze einen Energieverlust von etwa 40 Millionen Volt für 1 cm Blei. C. D. Anderson¹⁾ und seine Mitarbeiter haben bei Wilsonaufnahmen für Einzelteilchen der Energie 90, 113 und 300 Millionen e-Volt Energieverluste von 49, 20 und 35 Millionen e-Volt/cm Pb, sowie neuerdings in einigen Fällen Werte bis zu 100 Millionen e-Volt/cm Pb gefunden. Wenn bei meinen Messungen die Grenze zwischen den harten primären und den harten sekundären Teilchen noch nicht scharf gezogen werden kann, so ergibt meine Bestimmung des spezifischen Energieverlustes doch gegenüber den seltenen Fällen der Wilsonaufnahmen einen Mittelwert aus vielen Einzelprozessen. Die hohen Beiträge des spezifischen Energieverlustes, die man für Elektronen nach Berechnungen von H. Bethe und W. Heitler²⁾ infolge von Strahlungsverlusten erwarten sollte, werden zwar nicht erreicht; doch sind die spezifischen Energieverluste wesentlich größer als eine Umrechnung der Zahlenwerte von H. Bethe und W. Heitler nach der Theorie von M. Born³⁾ ergeben würde. Ob hieraus der Schluß gezogen werden muß, daß die primären Ultrastrahlungsteilchen nicht Elektronenmasse, sondern Protonenmasse besitzen, bleibe dahingestellt. Welche Änderung der spezifische Energieverlust bei noch härteren Teilchen zeigt, ist durch Änderung der Bleibedeckung über (und zwischen) den Zählrohren meßbar, doch reichen meine bisherigen Messungen nicht aus, weil dazu eine genaue Ausmessung des Übergangsgebietes von dem

1) C. D. Anderson, Phys. Rev. **43**, S. 381. 1933; **44**, S. 406. 1933; C. D. Anderson, R. A. Millikan, S. Neddermeyer u. W. Pickering, Phys. Rev. **35**, S. 352. 1934; C. D. Anderson u. S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **46**, S. 325. 1934.

2) H. Bethe u. W. Heitler, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, S. 83. 1934.

3) M. Born, Nature **133**, S. 63. 1934; M. Born u. L. Infeld, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, S. 425. 1934.

waagerechten Kurventeil (Fig. 6) in den steil abfallenden Teil notwendig ist; weitere Messungen hierzu sind jedoch im Gange.

Zusammenfassung

1. Entwurf und Bau einer Anlage zur elektrischen Ablenkung von Ultrastrahlungsteilchen werden beschrieben. Die wesentlichen Bestandteile sind ein Preßgaskondensator für 30 atü (Abschn. 3) und eine Verstärkeranlage für Vierfach-Zählrohrkoinzidenzen (Abschnitt 5.)

2. Mit dieser Anordnung werden bei seitlicher Verschiebung des untersten Zählrohres Messungen mit Feldstärken von 700 und 70000 Volt/cm ausgeführt (Abschn. 6 und 7). Die weichen Teilchen (700 Volt/cm) sind positiv und negativ und zeigen eine mittlere Energie von etwa $7,5 \cdot 10^6$ e-Volt (Abschn. 7a); für die weichsten mit $5 \cdot 10^6$ e-Volt ergibt sich ein spezifischer Energieverlust von ungefähr 10 Millionen Volt beim Durchgang durch 1 cm Blei. Die harten Teilchen (70000 Volt/cm) über 10^9 e-Volt sind ebenfalls positiv und negativ (Abschn. 7c); ihre Zahl in der ungefilterten Ultrastrahlung wird mit etwa 30% berechnet. Das genaue Verhältnis dieser „primären“ positiven und negativen Teilchen, das vom Ost-West-Effekt beeinflußt sein sollte, kann wegen ihrer geringen Anzahl noch nicht beurteilt werden.

3. Messungen in der Mittelstellung der Zählrohre in Abhängigkeit von der Feldstärke (Abschn. 8) zeigen ebenfalls das Auftreten von weichen und harten Teilchen. Die häufigsten harten Teilchen haben ein Durchdringungsvermögen von etwa 2,0 cm Blei ($1 \cdot 10^8$ e-Volt) und entsprechen dem sogenannten „Übergangseffekt“ (Abschn. 9b). Für die härtesten vorhandenen „primären“ Ultrastrahlungsteilchen wird ein Mindestwert des spezifischen Energieverlustes von im Mittel 40 Millionen e-Volt/cm Pb (Abschn. 9d) bestimmt.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Stuttgart ausgeführt. Herrn Prof. Dr. E. Regener danke ich herzlichst für seine dauernde Unterstützung. Der Kondensator und die Verstärkeranlage wurden mit Mitteln der W. G. Kerckhoff-Stiftung, Bad Nauheim, angefertigt.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 7. Mai 1935)

***Über die Emissionsverteilung
auf einer kristallinen Glühkathode***
Von Dankwart Schenk

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG.)

(Mit 14 Figuren)

Nach den photoelektrischen Emissionsmessungen von Nitzsche¹⁾ an Zink-Einkristallen und Underwood an Kupfer-Einkristallen²⁾ ist es zu erwarten, daß auch die Glühemission von der Lage der Schnittfläche eines Kristalls zu seinen Achsen abhängt. In Übereinstimmung

damit haben Brüche und Johannson³⁾ bei Untersuchungen von Glühkathoden mit dem Elektronenmikroskop gefunden, daß das Elektronenbild die kristalline Struktur des Kathodenmetalls zu zeigen vermag. Diese Beobachtungsmethode der Struktur ist später dadurch verbessert worden, daß durch die Aufbringung eines sehr dünnen (monomolekularen) Bariumniederschlags die Austrittsarbeit der Elektronen und damit die zur Beobachtung erforderliche Kathodentemperatur verringert wurde⁴⁾. In Fig. 1 ist das elektronenoptische Strukturaktivierten Nickelkathode bei 8facher Ver-



Fig. 1. Elektronenoptische Abbildung einer mit Barium aktivierten Nickelkathode
(Vergr. 8 mal)

bild einer mit Barium aktivierten Nickelkathode bei 8facher Vergrößerung wiedergegeben, auf dem man deutlich die einzelnen Kristalle erkennt.

Die Feststellung von Emissionsunterschieden eines polykristallinen Gefüges ist für die Angabe der spezifischen Emission des Metalls von Bedeutung. Zur Angabe der spezifischen Emission pflegt man den Gesamtstrom einer größeren Metallfläche zu messen und durch die emittierende Fläche zu dividieren. Man setzt dabei voraus, daß jedes Flächenelement der Metallfläche zu dem Gesamt-

1) A. Nitzsche, Ann. d. Phys. [5] 14. S. 463. 1932.

2) N. Underwood, Phys. Rev. 47. S. 502. 1935.

3) E. Brüche u. H. Johannson, Phys. Ztschr. 33. S. 898. 1932; vgl. auch H. Seemann, Ztschr. f. Phys. 79. S. 742. 1932.

4) E. Brüche u. H. Johannson, Ztschr. f. techn. Phys. 14. S. 487. 1933.

strom den gleichen Anteil liefert. Jetzt wissen wir, daß eine so bestimmte spezifische Emission nur einen mittleren Wert darstellt, der sich aus den wirklichen spezifischen Emissionen der Kristallflächen nach der Formel

$$\sigma_m = \frac{1}{F} \int \sigma dF$$

errechnet, wenn σ die spezifische Emission und F die Fläche bedeutet.

Aus den Werten der spezifischen Emission in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur werden die den Emissionsvorgang charakterisierenden Konstanten A und φ (Austrittsarbeit) errechnet. Die Unterschiede in der Emission eines kristallinen Gefüges sagen uns, daß auch diese Konstanten von der Schnittrichtung der Kristalle abhängig sind, und daß also die aus der mittleren spezifischen Emission errechneten Konstanten nur Mittelwerte darstellen können.

Vorliegende Arbeit hat das Ziel, durch Messung der spezifischen Emission einzelner Kristallite mit dem Elektronenmikroskop einen Vergleich der Theorie mit solchen experimentellen Werten vorzubereiten, die auf die Abhängigkeit der Emissionskonstante von der Kristallrichtung Rücksicht nehmen. Das Elektronenmikroskop erweist sich hierzu als sehr geeignet, denn wir vermögen mit seiner Hilfe ohne besondere Schwierigkeit noch die Emission von 0,1 mm großen Kristalliten eines Gefüges auszumessen, ohne daß uns dabei die Emission der umliegenden Kristallite stört.

Die Arbeit zerfällt in zwei Teile, in deren ersten Teil Emissionsmessungen an einzelnen Kristalliten, in deren zweiten Teil Registriermessungen längs eines Durchmessers der Kathodenfläche durchgeführt werden. Den Abschluß bildet eine Diskussion über die Unterschiede in der Austrittsarbeit der einzelnen Kristallflächen, die die Verschiedenheit der Emission erklären.

A. Punktweise Messung der Emission auf der Oberfläche einer Glühkathode

Versuchsanordnung. Für die Untersuchungen wurde ein Elektronenmikroskop geringer Vergrößerung in Verbindung mit einer empfindlichen Anordnung zur Messung von Strömen der Größenordnung 10^{-10} Amp. benutzt. In Fig. 2 ist das verwendete Elektronenmikroskop dargestellt. Als Hauptabbildungselement diente die Buschlinse¹⁾, die als eisen-

1) Wir wollen eine Spule, die zur elektronenoptischen Abbildung Verwendung findet, mit Buschlinse bezeichnen, da Busch den Anstoß zur Entwicklung der Elektronenoptik gegeben hat.

gekapselte Spule nach Ruska und Knoll¹⁾ ausgebildet war. Ein Schutzzylinder S_k umgab die Äquipotentialkathode aus Nickel in der üblichen Weise²⁾. Vor der Kathode K war ein beweglicher, an beiden Seiten offener Schutzzylinder S_o angebracht, an dessen äußerer Seite sich ein kleiner, in der Zeichnung nicht sichtbarer Aufdampföfen befand. Der Schutzzylinder war exzentrisch zur Achse

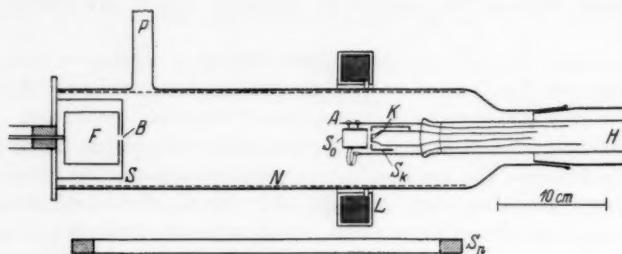


Fig. 2. Versuchsrohr

des Schliffes H aufgehängt. Da der Schutzzylinder sehr leicht beweglich an der Achse A angebracht war, blieb er auch beim Drehen des Schliffes in der gleichen hängenden Lage, so daß die Kathode auf diese Weise vor dem Ofen gebracht werden konnte. Das Aufdampfen dauerte jeweils einige Minuten.

An der Innenwand des Rohres befand sich ein Netz N , das als Anode diente. Die Anodenspannung betrug 1200 Volt gegen Kathode. Der Zylinder S_o war auf etwa 80 Volt aufgeladen. Die Buschlinse L erzeugte auf dem Fluoreszenzschirm S , der Anodenpotential hatte, ein Bild der Kathode in etwa 12facher Vergrößerung. Der Leuchtschirm bestand einmal aus Glas zur Aufnahme des Kathodenbildes mit einem Photoapparat, zum anderen, wenn die Emission zur Messung gelangte, aus Metall mit einem kreisförmigen Blendloch B von 1 oder 2 mm Durchmesser, hinter dem sich ein Faradaykäfig F befand. In diesem Falle wurde das Bild auf dem Schirm von der Seite beobachtet. Zwischen einer Aufnahme und einer Messung mußte also jedesmal das Elektronenmikroskop zum Umbau geöffnet werden. Da der Wechsel nicht sehr häufig vorkam, war es vorläufig nicht nötig, eine Apparatur zu bauen, die diesen Übelstand verhinderte. Der Emissionsstrom, der durch B in den Käfig F eintrat, floß über einen hochohmigen Widerstand der

1) E. Ruska u. M. Knoll, Ztschr. f. techn. Phys. **12**, S. 396. 1931.

2) W. Knecht, Ann. d. Phys. [5] **20**, S. 161. 1934.

Größenordnung $10^{10} \Omega$ zur Erde ab. Den Potentialabfall an diesem Widerstand zeigte ein Einfadenelektrometer an.

Wir wollen die Emission eines bestimmten Flächenelementes der Kathode, auf dem die spezifische Emission konstant ist, bestimmen. Aus elektronenoptischen Betrachtungen folgt, daß im Bild eines Flächenelementes im allgemeinen seine gesamte Emission vereinigt ist. Es braucht also nur das Bild der Kathode in der Bildebene, also auf dem Schirm, abgetastet zu werden. Dazu ist es bei einem elektronenoptischen Strahlengang nicht erforderlich, den Käfig mit seiner Blende zu verschieben, vielmehr wird man das Bild mittels Spulen magnetisch ablenken. Diesem Zweck diente die Spule *Sp* von 58 cm Durchmesser, deren Achse senkrecht auf der Mikroskopachse stand.

Messungen. Nachdem die Nickelkathode in der beschriebenen Weise durch Aufdampfen von Barium aktiviert worden war, wurde durch Anlegen von Spannungen und Einschalten der Buschlinse auf dem metallischen Leuchtschirm ein scharfes Bild der Kathode erzeugt¹⁾. Da es sehr wichtig ist, daß das Bild stets scharf eingestellt ist, und da die seitliche Beobachtung durch das Versuchsrohr während der Messungen unbequem war, wurden Strommeßinstrumente eingeschaltet, so daß bei Konstanz der Ströme und Spannungen ein scharfes Bild garantiert war.

Es ist auch selbstverständlich, daß bei der Messung das Bild eines Kristallits so eingestellt werden mußte, daß ein Kristallitbild das Blendenloch vollkommen überdeckte. Die Fläche der Blendenöffnung entspricht bei 12facher Vergrößerung einer Sonde auf der Kathode von $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ Fläche. Die ausgemessenen Kristallite hatten immer eine wesentlich größere Oberfläche, so daß sich obige Bedingung leicht erfüllen ließ. Darüber hinaus waren die Kristallite gelegentlich so groß, daß auf einer Kristallitenfläche Emissionsmessungen an verschiedenen Stellen vorgenommen werden konnten und so der Beweis gelang, daß die spezifische Emission an verschiedenen Stellen einer Kristallitfläche weitgehend konstant ist, wie es ja auch schon der subjektive Bildeindruck ergibt. So wurde z. B. auf einem besonders großen Kristallit von etwa 1 mm Durchmesser, der in Fig. 3 in rund 60facher Vergrößerung dargestellt ist, die Emission verschiedener Punkte der Oberfläche des Kristallits ausgemessen. Die Meßpunkte sind in der Fig. 3 eingezeichnet, wobei der Kreis dem Blendenloch entspricht. Es zeigt sich, daß die

1) Natürlich mußte auf das Vorhandensein so hohen Vakuums geachtet werden, daß die Abbildung nicht durch Raumladungen gestört wurde.

Emissionsmessungen an den verschiedenen Stellen innerhalb $\pm 4\%$ miteinander übereinstimmen, was, abgesehen von Meßungenauigkeiten, durch geringe Unreinheiten und Unregelmäßigkeiten der Bariumschicht bedingt sein könnte.

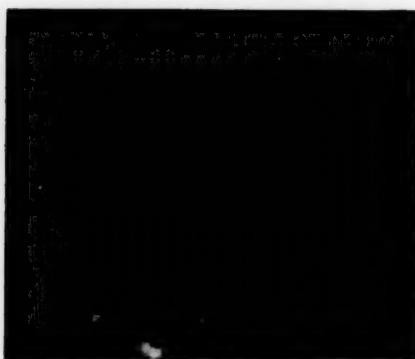


Fig. 3. Kristall einer Nickelkathode mit eingezeichneten Meßpunkten (Vergr. 60 mal)

2 und 1 mm Durchmesser hatte. Wir erhalten, wie erwartet, Kurven, die in weiten Bereichen einen horizontalen Verlauf zeigen.

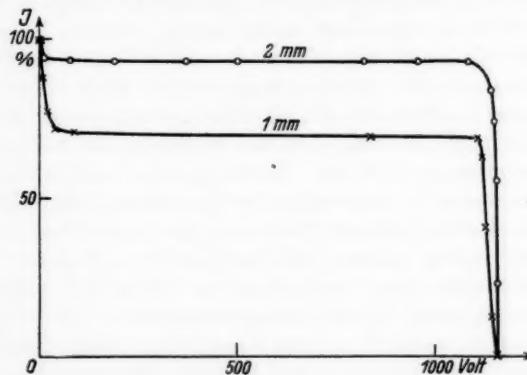


Fig. 4. Gegenspannungskurven für 1 und 2 mm Lochdurchmesser

Die Strahlung besteht also vorwiegend aus Elektronen der angelegten Voltgeschwindigkeit, denen einige langsame Elektronen bis zu 50 Volt Energie beigemischt sind. Im zweiten Fall, bei 1 mm Durchmesser, sind mehr langsame Elektronen vorhanden. Es scheint sich

Zur Prüfung der Meßapparatur wurden Gegenspannungskurven der in den Käfig gelangenden Elektronen aufgenommen, die zeigen sollten, ob nur Elektronen einheitlicher Geschwindigkeit entsprechend der Anodenspannung in den Auffänger gelangten. In Fig. 4 sind zwei Gegenspannungskurven wiedergegeben, bei denen das Blendenloch

dabei um Sekundärelektronen zu handeln, die an den Blendenrändern ausgelöst sind¹⁾. Dem entspricht, daß bei der 1 mm-Blende relativ mehr als bei der 2 mm-Blende ausgelöst werden, entsprechend dem ungünstigeren Verhältnis vom Rand zur Fläche der Blende. Für die Hauptmessungen, die mit dieser 1 mm-Blende durchgeführt wurden, wurden die langsamen Elektronen durch Anlegen einer Gegenspannung von meist 70 Volt zwischen Käfig und Blende ausgeschieden²⁾.

In der folgenden Tabelle sind nunmehr die Ströme von 3 markierten Kristalliten der Nickelkathode der Fig. 1, die unter gleichen Bedingungen gemessen sind, angegeben. In der letzten Spalte ist auf spezifische Emission umgerechnet, d. h. auf Emission/cm². Die Temperatur wurde nicht mit gemessen, da dieses Beispiel nur zeigen soll, welche Unterschiede in den Emissionsströmen im Bild verschieden hell erscheinenden Kristalliten (vgl. Fig. 1) entsprechen.

Kristallit	Emissionsstrom	Spez. Emission
Nr. 1 dunkel	$0,3 \cdot 10^{-10}$ Amp.	$0,6 \cdot 10^{-6}$ Amp./cm ²
" 2 mittel hell	$0,95 \cdot 10^{-10}$ "	$1,9 \cdot 10^{-6}$ "
" 3 sehr hell	$1,6 \cdot 10^{-10}$ "	$3,2 \cdot 10^{-6}$ "

Für die spezifische Emission der hier verglichenen Kristallite ergibt sich also eine Schwankung im Verhältnis 1:5. Bei späteren Messungen werden auch größere Unterschiede gefunden, wie im letzten Beispiel des Teiles B, wo ein Emissionsunterschied von 1:20 auftrat.

Beim Vergleich der angeführten Meßwerte mit den Helligkeitsunterschieden der einzelnen Kristallite auf der photographischen Aufnahme (Fig. 1) fällt auf, daß dunkle Kristallite wie Nr. 1 eine noch so relativ hohe Emission haben sollen. Dazu ist zunächst zu sagen, daß, wie schon oben erwähnt wurde, die photographische Aufnahme und die Messungen zu verschiedenen Zeiten stattfanden, zwischen denen Änderungen in den Helligkeiten der einzelnen Kristallite, z. B. infolge etwas anderer Heizung der Kathode aufgetreten sein können. So zeigt z. B. Fig. 5, wie sich die Kontrastwirkung des Bildes mit zunehmender Heiztemperatur ändert. Weiter wird man prüfen, ob wirklich emissionsfreie Stellen sich auch als emissionsfrei bei der Messung ergeben, oder ob nicht auch in diesem Falle ein geringer Strom zum Käfig fließt. Die Forderung der

1) O. Klemperer, Elektronik, S. 5. Springer 1933.

2) Auch bei der obenerwähnten Messung an verschiedenen Stellen einer Kristallitfläche bereits durchgeführt.

Emissionslosigkeit erfüllt an sich eine Kathode mit einem Loch. Da aber durch eine Bohrung der Potentialverlauf an der Kathode gestört wird, wurde die Bohrung wieder mit Graphit ausgefüllt. Die elektronenoptische Abbildung der Kathode, die wir bereits in



Fig. 5. Abhängigkeit der Kontrastwirkung von der Heizung der Glühkathode

Fig. 5 kennen lernten, zeigt den Graphiteinsatz als emissionslose schwarze Kreisfläche in der Mitte der Aufnahme (vgl. Fig. 6). Die Messung der Emission dieser Stelle in der bisherigen Weise ergibt auch dann unmeßbar kleine Werte, wenn wir die Kathode stark heizen. Die Messung beweist also, daß emissionsfreie Stellen

der Kathode sich wirklich auch bei der Messung als emissionsfrei ergeben, und es ist daher kein Grund mehr zum Zweifel vorhanden, daß Stellen, die auf Schirm und Platte schwarz aussehen, trotzdem einen kleinen Emissionsbeitrag liefern. Zur Deutung dieses Befundes werden wir annehmen, daß der Strom so gering ist, daß er zur Erregung einer photographisch nachweisbaren Fluoreszenz nicht ausreicht, eine Annahme, die durch genauere spätere Untersuchungen nachzuprüfen wäre.

Nickelkathode mit Loch

von 0,3 mm Durchmesser

Nachdem wir geprüft haben, wie weit die Meßmethode einwandfrei ist, wollen wir abschließend ein zweites, später gemessenes Beispiel betrachten, bei dem mit der Emissionsmessung eine pyrometrische Temperaturbestimmung verbunden war. In der Tabelle sind die Stromwerte für die Kristallite 1—3 der Kathode eingetragen worden, die in Fig. 6 abgebildet ist. Die wahre Temperatur betrug $T = 1235^\circ K$.

Kristallit	Emissionsstrom	Spez. Emission
1	$0,23 \cdot 10^{-10} \text{ Amp.}$	$0,46 \cdot 10^{-6} \text{ Amp./cm}^2$
2	$0,84 \cdot 10^{-10} \text{ "}$	$1,68 \cdot 10^{-6} \text{ "}$
3	$1,57 \cdot 10^{-10} \text{ "}$	$3,14 \cdot 10^{-6} \text{ "}$

Die Stromwerte liegen ähnlich wie beim Beispiel 1. Auch hier verhalten sich die spezifischen Emissionen wie 1:6. Die spezifische Emission ist gegenüber sonst bekannten Beispielen recht gering. Zieht man zum Vergleich die bekannten Daten der Emission dünner Bariumschichten auf Wolfram heran, so findet man, daß für diesen Fall bei einatomarer Besetzung und bei einer Glühtemperatur von 1100° K die spezifische Emission 10^{-1} Amp./cm² beträgt¹⁾. Unsere Werte liegen außerordentlich viel, nämlich 5 Zehnerpotenzen tiefer. Abgesehen davon, daß ein unmittelbarer Vergleich der Ni- und Wo-Werte nicht angängig ist, haben wir noch zu berücksichtigen, daß die Wo-Werte sich auf Sättigung und günstigste Bedeckung beziehen. Wir wissen jedoch, daß bei unseren Messungen diese Bedingungen nicht erfüllt waren. So zeigt sich, daß die spezifische Emission unserer aktivierten Kathoden von der Glühtemperatur abhängig ist, was man durch eine Abnahme der Bedeckung erklären wird. So beträgt z. B. die Emission bei Wo mit Barium bei einer Bedeckung von 0,3 nur noch 10^{-6} Amp./cm² für 1100° K²⁾.

B. Registrierende Messung der Emission auf der Oberfläche einer Glühkathode

Nachdem im ersten Teil der Arbeit eine Bestimmung der Emission an einzelnen Punkten der durch Barium aktivierten Kathode ausgeführt worden ist, soll nun festgestellt werden, wie sich die spezifische Emission längs eines Durchmessers der Kathode ändert. Man wird diese Messung in der Weise anstellen, daß man das Elektronenbild mittels der Spule Sp stetig um sehr kleine Beiträge verschiebt und jedesmal den Ausschlag des Einfadenelektrometers abliest. Bei dieser Abtastung gelangt also nach und nach die Emission jedes Punktes des Kathodendurchmessers durch die Blendenöffnung in den Auffänger³⁾.

Fehler der Registrierung. Da die Blende nicht unendlich klein ist, wird jedesmal die Intensität eines kleinen Kathodenbereiches abgegriffen, der durch die Größe und Form der Blende und die angewandte Vergrößerung gegeben ist. Dadurch tritt eine gewisse

1) A. L. Reimann, Thermionic Emission. Chapman and Hall. London 1934.

2) A. L. Reimann, a. a. O. S. 168.

3) Wir haben es hier im Prinzip mit dem gleichen Verfahren zu tun, wie es kürzlich in der Fernsehtechnik von Farnsworth (Journ. Frankl. Inst. 218, S. 411, 1934) benutzt worden ist. Auch wir haben die Möglichkeit, durch Anwendung zweier gekreuzter Ablenksysteme die gesamte Kathodenfläche abzutasten und auf diese Weise das Elektronenbild der Kathode zu übertragen und an beliebiger Stelle vergrößert und verstärkt auf dem Leuchtschirm sichtbar zu machen.

Fälschung der Registrierkurve ein, die beim Überschreiten einer Korngrenze, d. h. bei einer sprunghaften Änderung am größten sein wird. An Hand der Fig. 7 sei dieser Übergang etwas näher betrachtet. Die gestrichelte Kurve gebe den wahren Intensitätsverlauf an einer Sprungstelle wieder, wo sich die Intensität im Verhältnis 1:10 ändere. Wird die Blende, die durch den Kreis auf der Abszisse dargestellt sei, um den Betrag des Durchmessers verschoben, so wird, wie es die Rechnung zeigt, der gemessene Emissionsverlauf durch die ausgezogene Kurve dargestellt. Dem Bestreben, die Blendenöffnung möglichst klein zu machen, ist durch Intensitätsmangel eine untere Grenze gesetzt. Bei unserer Meßanordnung war es noch gut möglich, mit einem Blendendurchmesser von 1 mm zu arbeiten. Das entspricht bei der meist angewandten 12fachen Vergrößerung einem Kathodenbereich von $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$.

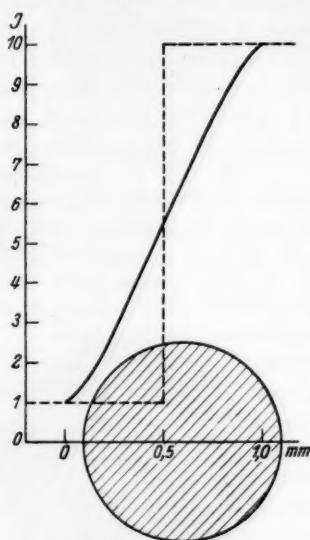


Fig. 7. Gemessener und wahrer Emissionsverlauf an einer Korngrenze

elektrometers photographiert werden. Mit der Registriertrommel ist der Schieber eines Widerstandes gekoppelt. Dieser Schieber verschiebt sich während der Registrierung, wodurch sich der Strom in der Spule *Sp* und damit die Ablenkung des Bildes ändert.

Um festzustellen, wie weit die Registrierkurve den Emissionsverlauf getreu wiedergibt, wurden folgende Fragen untersucht:

1. Ändert sich der Ablenkungsstrom vollkommen kontinuierlich?
2. Welchen Einfluß hat die Trägheit des Elektromederfadens?
3. Welchen Einfluß hat die Aufladegeschwindigkeit (Kapazität) der Meßanordnung?

Zu 1. Zur Kontrolle der kontinuierlichen Änderung des Ablenkungsspulenstromes wurde der Verlauf des Spannungsabfalls an dem Regulierwiderstand mittels des Einfadenelektrometers verfolgt, in-

Um den Emissionsverlauf längs eines vorgeschriebenen Weges auf der Kathode bequem messen zu können, wurde eine Registrieraufstellung verwendet. Durch einen Motor wird über eine Schnecke eine Registriertrommel angetrieben, auf der die Ausschläge des Einfaden-

Um den Emissionsverlauf längs eines vorgeschriebenen Weges auf der Kathode bequem messen zu können, wurde eine Registrieraufstellung verwendet. Durch einen Motor wird über eine Schnecke eine Registriertrommel angetrieben, auf der die Ausschläge des Einfaden-

dem eine Registrierkurve mit 1 Min. Registrierdauer aufgenommen wurde. Hierbei ergab sich die Charakteristik des Widerstandes als vollkommen stetig. Bei kürzerer Registrierdauer treten leicht durch Erschütterungen oder Haken des Schiebers Unregelmäßigkeiten auf, so daß im allgemeinen nicht unter eine Registrierdauer von 1 Min. heruntergegangen wurde.

Zu 2. Die Trägheit des Fadens wurde folgendermaßen festgelegt: An dem Elektrometer lag eine Dauerspannung von 1 Volt. Diese erzeugte einen Ausschlag der etwa gleich dem Maximalausschlag bei der Messung der Emission war, also fast über die ganze Breite des Registrierpapiers ging. Beim Registrieren dieses Elektrometerrausschlages erfolgte hin und wieder ein Kurzschließen der angelegten Spannung, so daß der Faden zurück in die Nullstellung bzw. wieder in die Ausschlagsstellung sprang (Fig. 8¹⁾). Die Auswertung solcher Aufnahmen ergibt, daß etwa 95% des Endausschlages nach 0,25 sec erreicht sind. Das besagt, daß eine sprunghafte Änderung innerhalb 0,25 sec mit einer geringen Verzerrung registriert wird.

Zu 3. Zur Bestimmung der Aufladezeit wurde die Emission eines Punktes der Kathode registriert und dieser Emissionsstrom ein- und ausgeschaltet. Es ergab sich zeitlich dieselbe Größenordnung wie für die soeben behandelte Fadeneinstellungszeit.

Zusammenfassend läßt sich auf Grund der Feststellung unter 2. und 3. sagen, daß bei der Registrierung einer sprunghaften Änderung etwa 95% dieser Änderung nach 0,5 sec angezeigt werden. Da sich das Registrierpapier in einer Sekunde um 4 mm verschiebt, wird an Stelle einer sprunghaften Änderung eine in einem Bereich von 2 mm stetige Änderung registriert.

Andererseits haben wir gesehen, daß auch durch die Größe der Blendenöffnung eine gewisse Verwaschung bedingt ist. Damit die Blende bei Überschreitung einer Emissionsgrenze vollständig durch Emission des nun abzutastenden Kristallits ausgeführt wird, muß das Bild um 1 mm auf dem Leuchtschirm verschoben werden. Die

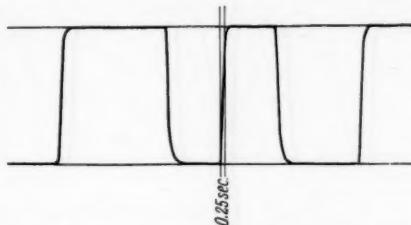


Fig. 8. Registrierung der Fadenträgheit

1) Die Abbildung der Registrierkurven sind Kopien der Originale, bei denen die photographierte Kurve nachgezeichnet wurde, da die Originale zur direkten Übertragung als Strichzeichnung zu wenig kontrastreich waren.

Gesamtverschiebung des Bildes in einer Minute beträgt 60 mm, also 1 mm pro Sekunde. Der Emissionsverlauf an einer Sprungstelle z. B. einer Korngrenze erfordert zum Registrieren die Zeit von 1 Sek. Die Darstellung dieses Meßvorganges erstreckt sich auf dem Registrierpapier, das sich mit 4 mm pro Sekunde bewegt, über einen Bereich von 4 mm. Dieser Bereich ist doppelt so groß wie derjenige, der den Einflüssen unter Punkt 2 und 3 zuzuordnen ist. Es zeigt sich also, daß die Registrierkurven mit einer geringen

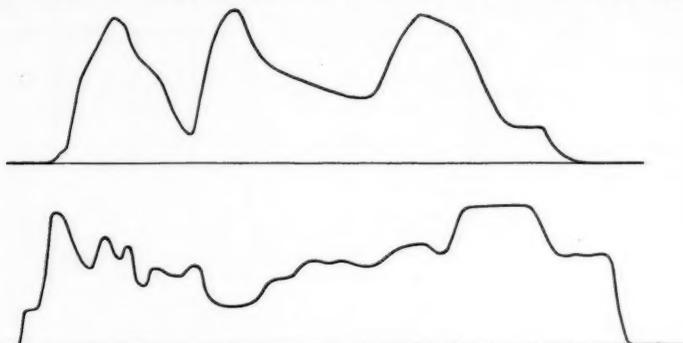


Fig. 9. Registrierkurven des Emissionsverlaufes

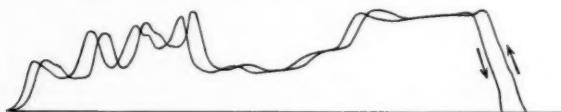


Fig. 10. Hin- und Rückregistrierung einer Emissionskurve

Verwaschung nahe den Korngrenzen behaftet sind, die vor allem durch die Größe der Blendenöffnung hervorgerufen wird. Dieser Mangel, der in gewissem Maße bei jeder Registrierung auftreten muß, ist in unserem Falle unbedenklich, da es uns vor allem auf eine Wiedergabe der Emissionsniveaus der einzelnen Kristallite durch die Registrierkurve ankam.

Mit der beschriebenen Anordnung wurden Registrierkurven der Emission einer durch Barium aktivierte Nickelkathode längs eines vorgegebenen Weges aufgenommen. In Fig. 9 sind einige solcher Registrierkurven wiedergegeben. Um zu prüfen, wie weit die Versuchsanordnung reproduzierbar ist, wurde eine solche Kurve zweimal photographiert, einmal beim Hin- und einmal beim Rückgang, wie es aus der Darstellung der Fig. 10 zu sehen ist. Es zeigt sich, daß die Kurve gut reproduziert wird und nicht von der Durch-

laufrichtung abhängt. Die Phasenverschiebung der beiden Kurven ist eine Folge des toten Ganges, der zwischen der Schnecke und dem Zahnrad der Registriereinrichtung auftritt.

Die Meßanordnung wurde einer weiteren Prüfung unterworfen durch Aufnahme einer Registrierkurve der Kathode mit einem Loch in der Mitte, wie sie schon im Teil A beschrieben und benutzt wurde. Erreicht die Registrierung dieses emissionslosen Loch, so geht der Ausschlag vollkommen auf Null zurück, wie es Fig. 11 zeigt.



Fig. 11. Registrierung über ein emissionsloses Loch

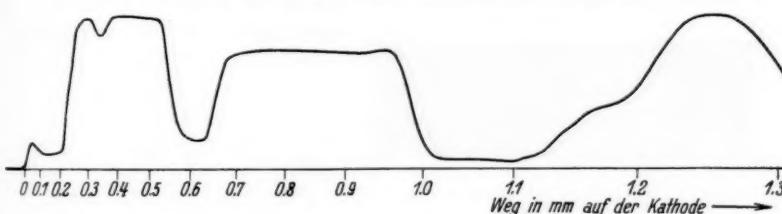


Fig. 12. Registrierkurve mit Kathodenmaßstab

Meßergebnisse. Die Verschiebung des Bildes auf dem Leuchtschirm erfolgt durch den Ablenkungsstrom der Spule *Sp.* Diese Verschiebung ist bei der Registrierkurve als Abszisse aufgetragen. Dieser Abszissenmaßstab ist nicht linear, denn der Ablenkungsstrom, der die Verschiebung verursacht, ist dem Widerstand umgekehrt proportional. Fig. 12 gibt eine Registrierkurve wieder, wo auf der Abszisse neben dem linearen Maßstab der Registrierung der nicht lineare Maßstab des Registrierungsweges auf der Kathode aufgetragen ist. Nach Umzeichnung der Registrierkurve auf den Kathodenmaßstab erhält man eine Kurve, die Fig. 13 zeigt. An dem mit eingetragenen Bildausschnitt der verwendeten Kathode erkennt man, daß sich Registrierkurve und Photographie entsprechen. Hinsichtlich der absoluten Intensitätsunterschiede entnehmen wir der Registrierkurve Unterschiede im Verhältnis 1 : 20. Diese Unterschiede scheinen kleiner zu sein, als es die Schwärzungsdifferenzen der photographischen Aufnahmen erwarten lassen. Wir haben jedoch schon im

Teil A erwähnt (vgl. Seite 246), daß die Schwärzungsunterschiede auf der Platte größer erscheinen als die gemessenen Elektronenintensitätsdifferenzen. Daher

wurde die photographische Platte, die die registrierte Kathode darstellt, auf dem gleichen Weg durchphotometriert. Hierbei ergeben sich bedeutend größere Intensitätsunterschiede in den

Schwärzungen (ungefähr 1 : 40). Diese Tatsache ist durch die verschiedenen Empfindlichkeitskurven bedingt. In der schematischen Fig. 14 sei die Kurve I die Schwärzungskurve, d. h. die Schwärzung ist als Funktion der Elektronenintensität aufgetragen. Es ist zu berücksichtigen, daß in Kurve I die Empfindlichkeitskurve der photographischen Platte und des Leuchtschirmes überlagert sind. Kurve II stelle die Abhängigkeit des Elektrometerrausschlages von der Elektronenintensität dar. Betrachten wir zwei Punkte mit den Intensitäten 1 und 2, so sehen wir, daß die Schwärzungskurve ein größeres Intensitätsverhältnis anzeigt, als die Elektrometermessung. Im angeführten Beispiel sei das Schwärzungsverhältnis ungefähr 1 : 35, während sich die Elektronenintensitäten wie 1 : 10 verhalten. Hieraus ist

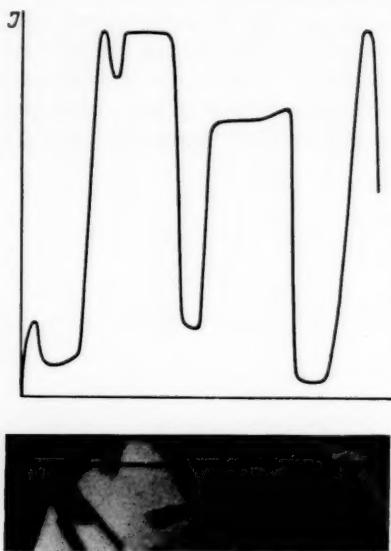


Fig. 13. Umgezeichnete Registrierkurve mit Registrierweg

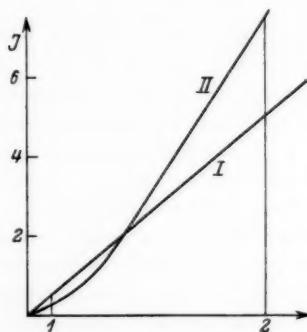


Fig. 14. Schematische Intensitätskurven

der Schluß zu ziehen, daß wir bei unseren Untersuchungen in dem Bereich gemessen haben, in dem Proportionalität zwischen Elektrometerrausschlag und Elektronenintensität herrscht. Wollte man aus

der photometrierten Kurve der Aufnahme auf die Emission schließen, so müßte man die Empfindlichkeitskurve der Platte und des Leuchtschirmes mitberücksichtigen.

C. Diskussion der Messungen

Zum Schluß wollen wir eine Betrachtung darüber anstellen, inwieweit es möglich ist, die Emissionsunterschiede der einzelnen Kristallite durch unterschiedliche Austrittsarbeits zu erklären. Die spezifische Emission i steht nach der Richardsonschen Gleichung mit der Temperatur T , der Austrittsarbeits φ in dem Zusammenhang

$$i = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}.$$

e ist die Elementarladung, k die Boltzmannkonstante, deren theoretischer Wert 60 oder bei Berücksichtigung des Spins 120 Amp/cm² Grad² beträgt, deren experimenteller Wert sehr verschieden gefunden wurde¹⁾. Wir wollen nun versuchen, aus den Messungen, die auf Seite 246 angeführt sind, Angaben über die Differenz der Austrittsarbeiten zu machen. Dazu wenden wir die obige Gleichung an, die durch Logarithmieren umgeformt wird in:

$$\log i = \log A + 2 \log T - \frac{e \cdot \varphi}{2,3 \cdot k T}.$$

Bilden wir den Unterschied $\varphi_1 - \varphi_2$ in der Austrittsarbeits zweier Kristallite, so ergibt sich:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2,3 k T}{e} \log \left(\frac{i_2}{i_1} \right).$$

Diese Formel ist frei von der strittigen Konstanten A . Die Differenz $\varphi_1 - \varphi_2$ wird nur bestimmt aus der Temperatur und dem Quotienten der Emissionsströme. Als Beispiel sei der Unterschied für die beiden Kristallite 1 und 2 in der Messung Seite 246 berechnet, die den größten Emissionsunterschied aufweisen. Setzt man die gemessenen Stromwerte ein und legt den wahren Temperaturwert von 1235° K zugrunde, so erhält man:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 0,22 \text{ Volt.}$$

Dieser Wert ist der Größenordnung nach in guter Übereinstimmung mit den Angaben, die Nitzsche und Underwood auf Grund photoelektrischer Untersuchungen über den Unterschied der Austrittsarbeits verschiedener Kristallflächen machen konnten. Man muß sich jedoch darüber klar sein, daß diese Differenz $\varphi_1 - \varphi_2$ mit der aufgedampften Bariumschicht in Zusammenhang steht und bei einer reinen Ober-

1) Z. B. H. Freitag u. F. Krüger, Ann. d. Phys. [5], 21, S. 697. 1934/35.

fläche andere Werte zeigen kann. Daß auch in diesem Falle Unterschiede auftreten, ist aus den Messungen über elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit usw. an Einkristallen anzunehmen. Hier sollte gezeigt werden, daß die Emissionsunterschiede durch Unterschiede in der Austrittsarbeit hervorgerufen werden. Diese Tatsache ist bei Untersuchungen der Glühemission zu berücksichtigen, und man muß sich darüber klar sein, daß bei integralen Gesamtstrommessungen die aus der Richardsongleichung bestimmten Konstanten Mittelwerte darstellen.

Zusammenfassung

1. Es wird ein Elektronenmikroskop angegeben, hinter dessen Leuchtschirm, der im Zentrum durchbohrt ist, ein Auffangkäfig angebracht ist, so daß die Emission eines kleinen Kathodenbereiches, der auf die Auffangeröffnung projiziert wird, gemessen werden kann. Die Lage dieses Kathodenelementes läßt sich durch magnetische Verschiebung des gesamten Strahlenganges auswählen.

2. Von einer mit Barium aktivierten Nickelfläche wird auf diese Weise die gesamte, von Kathodenelementen der Größe $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ ausgehende Elektronenintensität gemessen und daraus die spezifische Emission der einzelnen Kristallite berechnet.

3. Mit einer Registrieranordnung, deren Eigenschaften diskutiert werden, wird der Emissionsverlauf längs eines Durchmessers der unter 2. genannten Kathode gemessen und mit dem photographischen Strukturbild verglichen.

4. Beobachtete Unterschiede in der Emission zweier Kristallite im Verhältnis 1:6 werden in Übereinstimmung mit photoelektrischen Untersuchungen an Einkristallen durch Unterschiede in der Austrittsarbeit von 0,2 Volt bedeutet.

Vorliegende Arbeit wurde im physikalischen Laboratorium des AEG. Forschungs-Institutes im Jahre 1934/1935 als Fortbildungsaufgabe durchgeführt.

Berlin-Reinickendorf.

(Eingegangen 23. Mai 1935)

**Relative Ionisierung der schweren Edelgase
sowie von N, O, Luft, CO₂, CH₄, C₂H₄, C₂H₂ und Propan,
gemessen mit der K_a-Linie von Kupfer**

Von Otto Gaertner

(Mit 1 Figur)

1. Ergebnisse

Element bzw. Verbindung	Volt pro Ionenpaar		
	Verfasser	Crowther (1)	Gurney (2) (Alphastrahlen)
Neon	27,0	—	27,2
Argon	28,4	(28,4) 26,7	25,2
Krypton	20,1	—	22,8
Xenon	22,1	—	20,7
Stickstoff	35,82	(37,8) 35,4	35,6
Sauerstoff	31,64	(34,0) 31,9	32,2
Luft	35,15	(37,5) 35,2	—
Kohlendioxyd	32,98	(36,3) 34,0	—
Methan	29,78	—	—
Äthylen	28,26	—	—
Acetylen	27,15	—	—
Propan	27,80	—	—

2. Reingehalt und Herkunft der Gase

Neon	spektral rein, 99,5%	Farbenindustrie, Linde
Argon	1 Volum-% Stickstoff	Linde
Krypton	1% Xenon + Argon	Linde, Farbenindustrie
Xenon	1% Krypton + Argon	Vereinigte Sauerstoffwerke, Sürth
Stickstoff	—	Oberhausen "
Sauerstoff	—	" "
Methan	96% Methan, 1,9% Stickstoff, 0,9% Wasserstoff, 0,7% Kohlenoxyd, 0,3% Sauerstoff, 0,2% C _x H _y	Farbenindustrie (Leunawerke)
Propan	—	Chem. Fabrik, Holten-Oberhausen
Äthylen	1—3% Äthan, 0,2—0,4% Methan, N ₂ O ₂ H ₂ u. höhere Homologe je unter 0,1%	Vereinigte Sauerstoffwerke
Acetylen	Aus Dissousgas durch Ausfrieren des Acetons mittels Äthers, der durch Kohlensäureschnee auf — 40° abgekühlt ist	Hönningen a. Rh.
Kohlendioxyd	—	

3. Meßmethode

Die in früherer Arbeit (3) beschriebene Methode wurde in mehrfacher Hinsicht noch verbessert. Die Isolation wurde erhöht, wodurch es möglich war, die Sättigungsspannung noch um eine Dezimale zu überschreiten. Die Messung des Kapazitätsverhältnisses beider Kammern sowie die Absorption beim Übergang der Strahlung von der ersten zur zweiten Kammer lassen sich durch gleichzeitige

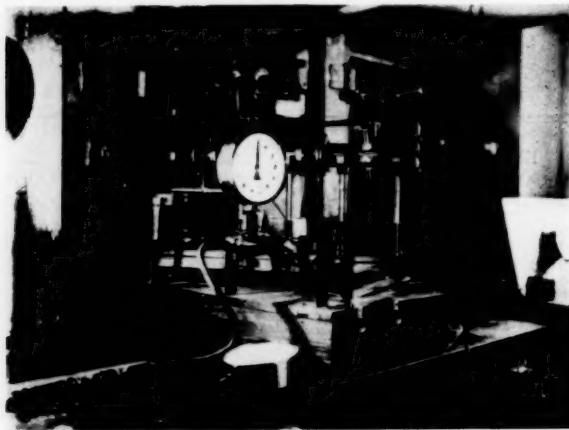


Fig. 1. Apparatur, bestehend aus zwei Druckkammern, die Elektrometer direkt auf den Kammern befestigt und mit denselben schwenkbar. Beide Kammern auf optischer Bank befestigt, welche um die verlängerte Achse des Goniometers drehbar ist. Die Röhre und der Strahlengang im Goniometer sind durch Blei geschützt, Kammer und Elektrometer sind dafür zwecks einfacherer Handhabung nicht geschützt

Messung der Ionisierung in beiden Kammern in eine einzige Messung zusammenfassen. Die genauere Beschreibung des Verfahrens ist etwas weitläufig, weshalb hier davon abgesehen sei. Jedenfalls ergibt sich dabei auch die Kapazität im Betriebszustande des Elektrometers. Auch der Gang der Messungen wurde so eingerichtet, daß nicht wie früher die Differenz zweier Intensitäten gemessen werden mußte.

4. Diskussion

Von einer Theorie der Ergebnisse soll hier abgesehen werden. Denn der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, zunächst ein gesichertes Zahlenmaterial zu schaffen. Die Diskussion kann sich

daher nur auf den Vergleich mit anderen Beobachtern erstrecken. An neueren Messungen kommen aber nur diejenigen von Crowther (1) und Wilhelmy (4) in Frage, welch letzterer jedoch nur Argon und Neon untersucht hat. Zum Vergleich mit Crowther muß folgendes vorausgeschickt werden. Crowther bezieht seine Messungen nicht nur formal, sondern auch experimentell auf Luft als Vergleichsgas, indem von zwei hintereinander aufgestellten Kammern die eine stets mit Luft gefüllt ist. Zum Unterschied davon war die Vergleichskammer beim Verf. mit Argon gefüllt. Für letzteres Gas wurde kürzlich die Absolutmessung (5) nochmals durchgeführt, welche zu $\epsilon_{\text{Ar}} = 28,4 \pm 0,5$ Volt führte. Nach dem Verf. ergibt sich für Luft $\epsilon = 35,2$ Volt. Setzt man nun bei Crowther für Luft diesen Wert ein, so erhält man eine bemerkenswerte Übereinstimmung für Stickstoff, Sauerstoff, Kohlendioxyd und Äthylen. Für Argon ergibt sich dagegen eine außerhalb der Meßfehler liegende Abweichung. Setzt man aber bei Crowther für Argon 28,4 Volt ein, so ergeben sich die in Klammern angeführten Zahlen, welche nun für die vier genannten Gase ganz erhebliche Abweichungen zwischen beiden Beobachtern zeigen. Aus diesem Vergleich scheint zu folgen, daß bei Crowther gerade das Verhältnis $\epsilon_{\text{Luft}}/\epsilon_{\text{Argon}}$ nicht richtig sein kann. Gerade die Kenntnis dieses Verhältnisses ist aber wesentlich, weil sich einerseits die Absolutmessung für Röntgenstrahlen am besten für Argon, diejenige für Kathodenstrahlen am einfachsten für Luft durchführen läßt. Außerdem dient der Einfachheit halber meistens eine luftgefüllte Kammer zur ionometrischen Energiedurchdringung der Röntgenstrahlen. Bei den Edelgasen fällt die sprungweise Abnahme von a auf, wenn die Wellenlänge der ionisierenden Strahlung einmal kleiner, dann größer ist wie diejenige der K -Grenze (vgl. Argon und Krypton). Weitere Aufschlüsse sind hier von Messungen der relativen Ionisierung mit der Mo- und Ag- K -Strahlung zu erwarten. Beim Vergleich mit den Messungen an Alphastrahlen ergibt sich folgendes. Es besteht Übereinstimmung für Stickstoff, Sauerstoff und Neon. Diese Gase sind vor den anderen dadurch gekennzeichnet, daß ihre K -Grenze weit von der Wellenlänge der ionisierenden Strahlung entfernt ist.

Die letzte Mitteilung (3) über relative Ionisierung enthält noch einige kleine Unstimmigkeiten in der Auswertung der Messungen, die sich am stärksten beim Stickstoff bemerkbar machen. Es soll aber nicht mehr darauf eingegangen werden, weil das vorliegende Zahlenmaterial nach mannigfacher Überprüfung hiermit als endgültig mitgeteilt wird. Man könnte nur noch einwenden, daß die

Gase bei besonderem Reingehalt andere Werte ergeben könnten. Nach vorläufigen Versuchen mit absichtlicher Verunreinigung der Gase kann es sich höchstens um einige 0,1 Volt Änderung handeln.

Literatur

- 1) J. A. Crowther, Phil. Mag. **10**. S. 329. 1930; **13**. S. 505. 1932.
- 2) R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. London **107**. S. 332. 1925.
- 3) O. Gaertner, Ann. d. Phys. [5] **16**. S. 613. 1932.
- 4) E. Wilhelmy, Ztschr. f. Phys. **83**. S. 341. 1932.
- 5) O. Gaertner, Ann. d. Phys. [5] **21**. S. 564. 1935.

Bonn, Röntgen-Forschungs-Institut.

(Eingegangen 31. Mai 1935)

**Untersuchung der Kraftwirkung
des Lichtes auf Brownsche Teilchen
mit der Fürthschen Meßmethode**

Von V. Pospíšil

(Mit 2 Figuren)

Es wird der Einfluß des natürlichen und polarisierten Lichtes auf Brownsche Kohlenteilchen mit der Passagenmethode gemessen, derselbe Vergrößerungs- und Asymmetrieffekt wie in den früheren Arbeiten vorgefunden und das Phänomen als Folge der Stöße 2. Art in der Grenzschicht Teilchen-Flüssigkeit gedeutet.

1. Der Zweck der vorliegenden Arbeit

war den Lichteffekt, den ich früher an lichtabsorbierenden Brownschen Teilchen gefunden habe¹⁾, und dessen Wesen in der Vergrößerung der Brownschen Bewegung (B.B.) besteht, mit der Fürthschen Passagenmethode zu prüfen.

**2. Die Meßmethoden und die Diffusionsgeschwindigkeit der
B.B. und die Arbeit von Zimmermann**

Die Messung der B.B. besteht in der Bestimmung der Abhängigkeit von zwei Veränderlichen, der Teilchenverschiebung Δ und der dazu nötigen Zeit t . Für eine dieser Größen wählt man im voraus ein festes Intervall und durch vielfach wiederholte Messung findet man den Mittelwert der zweiten Größe. In der Einstein-Perrinschen Punktierungsmethode wählt man das feste Intervall für die Zeit. Für das Mittel der Verschiebungskoordinate längs einer Achse gilt dann bekanntlich die Einsteinsche Gleichung

$$(1) \quad \overline{\Delta_x^2} = 2Dt,$$

wo der Diffusionskoeffizient $D = \frac{RT}{N6\pi\zeta_r}$. Die Theorie der anderen Messungsart hat R. Fürth²⁾ gegeben. Die zum festen Δ gehörige mittlere Zeit \bar{t} nennt Fürth „mittlere doppelseitige Erstpassagezeit, also jene Zeit, die das Teilchen im Mittel braucht, um eine oder

1) Ann. d. Phys. **83**. S. 735. 1927 und Phys. Ztschr. **31**. S. 65. 1930, oder Spisy přír. fak. Karlovy univ. **77**. 1927 und Bull. internat. de l'Acad. des Sc. de Bohême **39**. Nr. 52. 1929.

2) R. Fürth, Ann. d. Phys. **53**. S. 177. 1917.

die andere von zwei im Abstand Δ vom Ausgangspunkt rechts und links angebrachten Marken zum ersten Male zu überschreiten“ (a. a. O. S. 183), und findet für sie eine zu (1) ganz analoge Gleichung

$$(2) \quad \bar{t} = \frac{1}{2D} \Delta_x^2.$$

Durch Elimination von $2D$ folgt aus (1) und (2)

$$(3) \quad \frac{\Delta_x^2}{t} = \frac{\Delta_x^2}{\bar{t}} = F_x,$$

d. h., das Verhältnis des mittleren Verschiebungskadrates und des festen Zeitintervalls ist gleich dem Verhältnisse des Quadrates der festen Verschiebung und der mittleren Passagenzeit. Dieses Verhältnis benennen wir *Diffusionsgeschwindigkeit* F_x des Teilchens. Die beiden Meßmethoden der B.B. sind zwei wesentlich gleiche Wege zur Messung der Diffusionsgeschwindigkeit, und es ist gleichgültig, für welche der Größen Δ und t man ein festes Intervall vorauswählt.

Die Diffusionsgeschwindigkeit hat die Dimension cm^2/sec , ist gleich dem doppelten Diffusionskoeffizienten

$$(4) \quad F_x = 2D$$

und man kann ihr für die Brownsche und molekulare Bewegung eine analoge Bedeutung zuschreiben, die der gewöhnlichen Geschwindigkeit bei der gleichförmigen Translationsbewegung zukommt. Es ist dann als *Diffusionsweg* des Teilchens längs einer Achse, der dem Produkte aus Diffusionsgeschwindigkeit und Zeit gleich ist, das Verschiebungskadrat Δ_x^2 zu betrachten. Sie wird auch gemessen. Die wirkliche Translationsbahn eines Brownschen Teilchens ist dagegen submikroskopisch enorm verwickelt, so daß sie einer direkten Messung unzugänglich bleibt. Die totale räumliche Diffusionsgeschwindigkeit ist dann $F = F_x + F_y + F_z$ oder für die natürliche B.B. gleich $3F_x$.

Die praktische Anwendung der Passagenmethode zur Messung der B.B. und besonders der Lichtwirkung auf dieselbe ist sehr alt. Z. B. schon S. Exner¹⁾ hatte mit Hilfe eines Okulargitters die B.B. von verschiedenen Partikeln, unter anderen auch von Kohlenteilchen, gemessen und fand bei stärkerer Belichtung Verstärkung der Bewegung, wodurch er leider, ebenso wie Regnault vor ihm, zu falschen Vorstellungen über die Ursache der B.B. verleitet wurde, indem er diese in Strömungen der an den Teilchen erwärmten Flüssigkeit erblickte. Aus Mangel an einer sicheren

1) S. Exner, Wiener Sitzungsber. 56. S. 116. 1867.

und experimentell bestätigten Theorie konnten diese Forscher den Einfluß der Temperatur- und Viskositätsänderungen nicht berücksichtigen, deswegen war es für sie auch unmöglich feste Grenzen der eigentlichen Lichtwirkung anzugeben, und so ging diese Erscheinung, die viel wichtiger ist, als sie auf den ersten Blick erscheinen kann, für die physikalische Erkenntnis verloren.

Im Jahre 1933/34 unternahm ausgedehnte Messungen mit der Passagenmethode über den Lichteinfluß auf die B.B. im phys. Institute der Prager deutschen Universität O. Zimmermann¹⁾, welcher die B.B. vom kolloidalen Gold, von Gummigutt- und Kohlenteilchen in Wassersuspensionen im starken polarisierten Licht einer Bogenlampe in seitlicher Beleuchtung gemessen hat, und er konnte mit Sicherheit feststellen, indem er die mittleren Passagazeiten der Teilchen in der Richtung des elektrischen und des magnetischen Lichtvektors, beide senkrecht zur Beleuchtungsrichtung, und in der Lichtrichtung verglich, daß die Diffusionsgeschwindigkeit von allen drei Substanzen in der Polarisationsebene des Lichtes, d. h. in dem magnetischen Lichtvektor, einen Überschuß aufweist, der sicher außer der natürlichen Schwankungsgrenze liegt. Dadurch wurde die Existenz der Asymmetrie der durch Lichtabsorption vergrößerten B.B., die der Verf. im durchfallenden polarisierten Lichte auf Kohlenteilchen gefunden hat, bestätigt und in wertvoller Weise, was die Beobachtungsmethode und neue Substanzen betrifft, erweitert.

In der zweiten Hälfte seiner Arbeit untersuchte O. Zimmermann die B.B. im schwachen und im intensiven natürlichen und durchfallenden Lichte, konnte aber keinen Lichteinfluß, der außerhalb der Schwankungsgrenze liegen würde, finden. Die Ursache davon zu finden war auch die zweite Aufgabe der vorliegenden Arbeit.

3. Messungen im natürlichen Lichte

Es wurden die Diffusionsgeschwindigkeiten von Rußteilchen im durchfallenden natürlichen Lichte gemessen, welches durch eine 30 cm starke Wasserschicht filtriert wurde, bei jedem Teilchen zuerst im sehr schwachen diffusen Lichte (Nullbeleuchtung J_0), welches noch gute Sichtbarkeit der Teilchen zuließ, und gleich darauf an demselben Teilchen nach Einschiebung von Rauchgläsern oberhalb des Okulars, um Blendung zu verhüten, im starken Lichte, dessen Intensität J im Präparate mit der in früheren Arbeiten beschriebenen Methode mit der Genauigkeit etwa 20% auf 0,68 Watt/cm²

1) Die Hauptresultate dieser bisher unveröffentlichten Arbeit sind dem Verf. aus einem Vortrag Zimmermanns bekannt.

gemessen wurde. Als Lichtquelle diente eine Nernstsche Glühlampe. Die Intensität der Nullbeleuchtung im Präparate schätze ich nach früheren Messungen auf einige Hundert Erg/cm² · sec, so daß das Verhältnis $J_0 : J$ sich in der Größenordnung 1:10 000 angeben läßt. Die Temperaturerhöhung der Suspension im starken Lichte, die dank der guten Filtrierung des Lichtes durch die mächtige Wasserschicht sehr klein war, wurde mit einer Hilfsküvette mit Thermoelement zu 0,15° gemessen. Bei allen Messungen wurde ein Okular 10 mal, mit quadratischem Gitter, welches im Sehfeld 2 × 40 Linien enthält, verwendet. Über die praktische Seite der Zubereitung der zur Messung geeigneten Suspensionen und Präparate vgl. den Abs. 7.

a) Vorläufige Messungen mit dem Immersionsobjektiv

Die hier verwendete opt. Vergrößerung war 1160fach und das Gitterintervall Δ entsprach 2,85 μ der Objektebene. Die erste kurze Meßreihe mit 2 × 360 Passagen in Chloroformsuspensionen ergab für das Verhältnis der mittleren Diffusionsgeschwindigkeiten in beiden Lichtintensitäten $\frac{F_i}{F_0} = 1,26$. Weil die B.B. hier zu lebhaft ist, können die Passagen nur sehr unsicher gezählt werden. Deswegen versuchte ich Wassersuspensionen. Die 2 × 100 Passagen lieferten $\frac{F_i}{F_0} = 1,30$. Die Sicherheit der Passagenzählungen ist hier etwas besser, aber doch noch ungenügend. Um die B.B. noch herabzudrücken, verwendete ich als Suspensionsmöglichkeit eine Mischung von dem sehr viskosen Monobromnaphthalin mit Chloroform im Volumenverhältnisse 3:1. Die 2 × 360 gezählten Passagen ergaben $\frac{F_i}{F_0} = 1,19$. Die Sicherheit der Passagenzählung blieb aber immerhin noch unbefriedigend.

Das Resultat dieser Untersuchungen ist: Bei der Passagmethode ist die Verwendung eines stark vergrößernden Objektivs sehr nachteilig. Diese Methode verlangt unbedingt, daß das Teilchen ununterbrochen scharf gesehen werden muß. Die von dem Objektiv abgebildete Schicht ist aber zu dünn, das Teilchen wird infolge seiner vertikalen Bewegungskomponente sehr oft eben in dem kritischen Augenblitze, in welchem eine Passage erfolgt oder erfolgen kann, unscharf oder verschwindet völlig. Zählt man sie, ohne daß sie wirklich stattfand, dann hat man bei der Rückkehr des Teilchens um 2 Passagen zu viel, im umgekehrten Falle um 2 zu wenig. Trifft dies in 10 Passagen einmal zu (es kann sich aber öfters wiederholen), betragen die Meßfehler schon 20% . Die An-

wendung eines solchen Objektivs kann einen Effekt verdecken, der viel stärker ist, als der im gegebenen Falle gesuchte¹⁾.

b) Hauptmessungen mit dem Objektive 0,85 num. App.

Die Passagenmethode verlangt die Anwendung eines schwächeren Objektivs, welches ihr erst den erwartenden Grad von Objektivität und Sicherheit verleiht. Als solches benutzte ich ein Objektiv mit der numer. App. 0,85, mit der Zeiss'schen Bezeichnung DD. Mit dem Okular 10 mal lieferte es eine 410fache opt. Vergrößerung und das Gitterintervall Δ entsprach $8,0 \mu$ der Objektebene. Nachteilig bei diesem Objektive sind die langen Passagenzeitintervalle, welche die Messung sehr mühsam machen, und die kleinen Schinkel der sehr kleinen Teilchen, die eben einen größeren Effekt zeigen sollen. Seine Auflösungskraft für das sichtbar wirksamste Licht ist $0,65 \mu$. Aber die Teilchen mit dem Durchmesser $0,7 - 0,8 \mu$, (es sind solche, deren Form sich schon bemerkbar macht und deren Größe sich auf $1/10$ des Intervalls Δ abschätzen läßt), sind gut sichtbar und zeigen noch einen guten Effekt.

Die Vorteile dieses Objektivs sind: 1. Der abgebildete Raum ist genug tief um das Teilchen stets genügend scharf eingestellt halten zu können. 2. Das beobachtete Teilchen wird als kleine, fast punktförmige Fläche abgebildet, so daß man ein solches *Passagenkriterium* definieren kann, welches die Diffusionsgeschwindigkeit der Teilchen für keine der Beleuchtungsintensitäten begünstigt: *Eine Passage wird als verwirklicht betrachtet, wenn ein Teil der Partikel jenseits der neuen Passagenlinie erscheint.* Eine bloße tangentielle Berührung des Teilchenbildes mit der neuen Passagenlinie wird als neue Passage noch nicht betrachtet, weil dadurch die Diffusionsgeschwindigkeit in der schwachen Beleuchtung begünstigt würde. Im schwachen Lichte sind nämlich die größeren Beugungsscheiben gut sichtbar und man würde eine neue Passage schon dann zählen, wenn sie noch nicht stattfand; im starken Lichte sind diese Scheiben unsichtbar und auch das Teilchenbild erscheint

1) Bei der Punktierungsmethode ist im Gegenteil ein starkes Objektiv vorteilhaft. Denn es macht die Verschiebungen groß, so daß die Einzeichnungsfehler relativ klein werden. Das öftere kurze Verschwinden oder unscharfes Sehen des Teilchens spielt hier keine entscheidende Rolle, weil die zur Messung dienenden Präparate sehr schwache Teilchenkonzentration besitzen müssen, und es genügt, das Teilchen immer nur in einem Momente, wenn seine Position eingezeichnet werden soll, scharf einzustellen. Gelingt dies nicht vollkommen, so ist es auch kein Fehler, weil man, ohne die Genauigkeit der Messung zu vermindern, als Position des Teilchens die Mitte seines Beugungskreisels einzeichnen kann.

infolge starker Irradiation kleiner, so daß man bei sonst gleichen Diffusionsgeschwindigkeiten im starken Licht weniger Passagen zählen würde. 3. Günstig ist es auch, daß bei gleicher visueller Intensität der Nullbeleuchtung ihr absoluter Wert, der womöglich niedrig sein soll, noch einigemal kleiner ist als bei dem Immersionobjektive. 4. Last not least, bringt das schwache Objektiv folgenden, entscheidenden Vorteil: Das Passagenintervall ist groß und deswegen passiert das Teilchen in der Regel eine Linie mehrerermaß hin und her bevor eine neue Passage erfolgt (es gibt Fälle, wo es 10- bis 20 mal dieselbe Linie nacheinander überschreitet), und dadurch wird die zufällige Unsicherheit, ob bei der ersten unklaren Koinzidenz des Teilchens mit der Linie eine neue Passage gezählt oder nicht gezählt werden sollte, praktisch beseitigt. Die unsicheren Passagen werden so sehr selten.

Aus diesen Gründen kann ich die folgenden Meßresultate als gesichert vorlegen.

Im natürlichen Lichte habe ich drei längere vergleichende Meßreihen gemacht, jede zu 2×1000 Passagen, von denen gewöhnlich 10 in einem Zuge gezählt wurden. Die Hälfte aller Passagen bezieht sich auf die x -, die Hälfte auf die y -Achse, meistens abwechselnd gemessen. Die Teilchengröße wurde durch Vergleichung mit dem Intervall Δ abgeschätzt. Die endgültigen numer. Meßresultate enthält die Tab. 1, in der auch die äquivalenten Teilchenhalbmesser nach (2) berechnet sind, die angeben, wie groß ein Kugelteilchen wäre, welches die gleiche mittlere Passagenzeit gezeigt hätte.

Tabelle 1

Schlußresultate von 3 Meßreihen des Lichteffektes auf Kohlenteilchen im natürlichen Lichte. Jede Serie 2×1000 Passagen an denselben Teilchen. Lichtintensität $J = 0,68$ Watt cm^2 , die des schwachen Lichtes $J_0 \sim J/10000$. Wasserfilter 30 cm, opt. Vergrößerung 410 mal. Temperaturunterschied $0,15^\circ$.

Reihe und Susp.- mittel	Mittl. Temperatur	Teilchengröße		Gesamte Zeit von 1000 Passagen		\bar{t}_0	\bar{t}_i	$F_{x_0} \cdot 10^8$ em^3/sec	$F_{x_i} \cdot 10^8$ em^3/sec	F_i/F_0	$F_i/F_{0\text{red}}$
		$2r_\mu$ geschätzt	$r_{\text{ekv.}}$	$\sum t_0$	$\sum t_i$						
I. Chloro- form	23,1	0,7—1,2	0,437	9 ^b 52 ^m 18 ^s	8 ^b 26 ^m 18 ^s	35,54	30,38	1,801	2,107	1,170	1,167
II. Chloro- form	21,8	1,0—1,6	0,582	13 ^b 23 ^m 3 ^s	12 ^b 27 ^m 12 ^s	48,19	44,83	1,328	1,428	1,075	1,073
III. Wasser	23,4	0,7—1,2	0,497	19 ^b 11 ^m 55 ^s	16 ^b 8 ^m 4 ^s	69,12	58,08	0,926	1,102	1,190	1,185

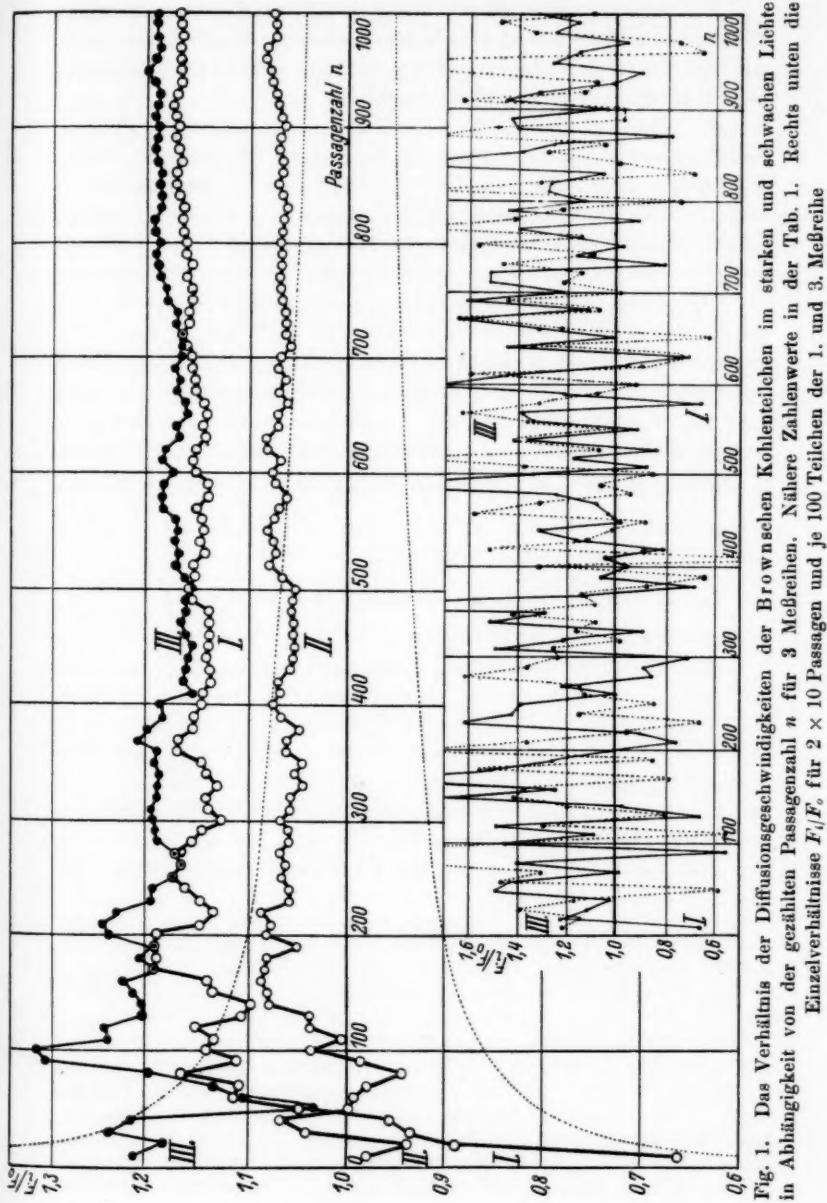


Fig. 1. Das Verhältnis der Diffusionsgeschwindigkeiten der Brownischen Kohlenteilchen im starken und schwachen Lichte in Abhängigkeit von der gezählten Passagenzahl n für 3 Meßreihen. Nähere Zahlenwerte in der Tab. 1. Rechts unten die Einzelverhältnisse F_i/F_0 für 2×10 Passagen und je 100 Teilchen der 1. und 3. Meßreihe

Die erste Meßreihe an 100 Teilchen mit Durchmessern zwischen $0,7-1,2 \mu$ und einigen kleineren, die nur als Punkte zu sehen waren, ergibt die mittlere Diffusionsgeschwindigkeit im intensiven Licht um $16,7\%$ größer als in der Nullbeleuchtung.

Die zweite Serie, mit Chloroform wie die erste, aber an größeren Teilchen, $1,0-1,6 \mu$, lieferte $7,3\%$ Verstärkung der Diffusionsgeschwindigkeit, was noch außerhalb der wahrscheinlichen Schwankungsgrenze liegt, die bei 1000 Passagen $4,5\%$ ausmacht. Die Tatsche, daß der Effekt an größeren Teilchen kleiner ist, stimmt mit den früheren, mit der Punktierungsmethode gewonnenen Resultaten, überein.

Die dritte Beobachtungsreihe, an kleineren Teilchen wie die erste, aber in Wassersuspension, zeigt $18,5\%$ Erhöhung der Diffusionsgeschwindigkeit, also ein ähnliches Resultat wie die erste Serie.

Eine Übersicht über den Verlauf der Meßergebnisse in allen drei Reihen bringt die Fig. 1, in welcher auf der x -Achse die Passagenzahl n und als Ordinate das Verhältnis der Diffusionsgeschwindigkeiten $\frac{F_i}{F_0} = \frac{\sum t_o}{\sum t_i}$ aufgetragen ist. Die Ordinaten stellen den gemessenen Effekt im relativen Maß dar. Bei kleiner Passagenzahl bleibt er in Schwankungsgrenzen, die durch die zwei punktierten Kurven nach der Schrödingerschen Gleichung $y = 1 \pm \frac{\sqrt{2n-1}}{n}$ dargestellt sind, für größere n strebt er einem konstanten Wert zu.

Die in Fig. 1 rechts unten gezeichneten Zackenkurven geben im verkleinerten Maßstabe die Einzelwerte F_i/F_0 der 1. und 3. Meßreihe, wie sie bei den 100 beobachteten Teilchen und für 2×10 Passagen erhalten worden sind, wieder. Diese Skizze zeigt anschaulich, wie der Effekt für kurze oder sogar nur qualitative Beobachtungen durch die akzidentellen Schwankungen verdeckt bleiben muß. Teilt man jede der 1. und 3. Meßreihen auf 10 kurze Reihen, jede zu 2×100 Passagen, auf, so ergeben sie einzeln für den Effekt folgende Werte in Prozent:

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	
Effekt in %:	I. Reihe:	14	21	5	21	21	12	21	17	25	16
	III. „	32	16	11	16	5	28	12	32	20	21 ¹⁾ .

1) Auf Grund der vorangehenden Resultate und Erfahrungen schließe ich, daß die Ursache, warum O. Zimmermann den Effekt im natürlichen Lichte nicht gefunden hat, in dem von ihm angewandten starken Objektive liegt, aus dessen dünnem Abbildungsraume das Teilchen ununterbrochen verschwindet, wodurch eine sichere Passagenzählung ausgeschlossen ist. Damit hängt auch die ungeeignete Aufstellung des Passagenkriteriums, das durch die Verwendung eines solchen Objektivs bedingt ist, zusammen, nämlich, daß

4. Vergleichung der beiden Meßmethoden

Bei der Messung des Effektes mit der Punktierungsmethode vergleichen wir das mittlere Verschiebungsquadrat $\overline{A_0^2}$ der Nullbewegung mit dem Quadrat $\overline{A_i^2}$ der durch Lichtabsorption vergrößerten mittleren Verschiebung. Auf Grund der schon in meiner ersten Arbeit gewonnenen Erfahrung, daß auch die vergrößerte B.B. den Hauptcharakter einer natürlichen B.B. bewahrt, nämlich, daß das mittlere Verschiebungsquadrat A^2 der Zeit linear proportional ist, läßt sich nach der Einstein-Hopfschen Rechenmethode $\overline{A_i^2}$ als Summe von zwei Quadraten schreiben,

$$(5) \quad \overline{A_i^2} = \overline{A_0^2} + \overline{\delta^2},$$

wo $\overline{\delta^2}$ das mittlere Quadrat von Verschiebungen darstellt, die durch reine Lichtwirkung (ihre physikalische Deutung wird im Abs. 6 gegeben sein) hervorgerufen wird. Den Lichteffekt kann man auch als Vergrößerung des Diffusionskoeffizienten beschreiben. Ist d seine Zunahme durch Lichtabsorption, so daß für $\overline{\delta^2}$ eine der Einsteinschen analogen Gleichung

$$(6) \quad \overline{\delta^2} = 2dt$$

gilt, so haben wir für die beiden Diffusionsgeschwindigkeiten folgendes Gleichungspaar

$$(7a) \quad \frac{\overline{A_0^2}}{t} = 2D \quad \text{und} \quad \frac{\overline{A_i^2}}{t} = 2(D+d).$$

Gehen wir zur Passagennmethode über, so bleiben die Diffusionsgeschwindigkeiten der Partikel dieselben, $2D$ für die Nullbewegung, $2(D+d)$ für die vergrößerte. Da es aber gleichgültig ist, ob man A^2 oder t mittelt, so gilt auch

$$(7b) \quad \frac{\overline{A^2}}{t_0} = 2D \quad \text{und} \quad \frac{\overline{A^2}}{t_i} = 2(D+d).$$

man einen bestimmten Partikelrand betrachtet; die größeren Beugungskreischen in der Nullbeleuchtung und starke Irradiation in dem wirksamen Lichte können dann zu häufige Passagen im schwachen Lichte vortäuschen. Das positive Ergebnis seiner Untersuchung im polarisierten Lichte ist der von ihm hier angewandten ultramikroskopischen Beobachtungsmethode zu danken. Sie macht die Messung ungemein bequem, indem sie die Teilchen als leuchtende Punkte abbildet und die angegebenen Fehler werden auf ein Minimum herabgedrückt oder kommen nicht vor. Auf jeden Fall können die beiden Zimmermannschen Resultate, Bestätigung des Effektes im polarisierten, nicht aber in dem natürlichen Lichte, nicht gleichzeitig richtig sein, wenn man erwägt, daß es sich in den seinen sowie in den Untersuchungen des Verf. nicht um eine deformierte, sondern um eine vergrößerte B.B. handelt.

Für die relative Größe des Effektes bei beiden Meßmethoden haben wir demnach

$$(8) \quad \frac{\overline{d_i^2}}{d_0} = \frac{\bar{t}_0}{\bar{t}_i} = 1 + \frac{d}{D},$$

was besagt, daß die relative Zunahme der B.B. unter gleichen Umständen für beide Meßmethoden dieselbe und gleiche d/D sein soll.

Bei der Punktierungsmethode unter den, den vorliegenden ähnlichen Verhältnissen¹⁾ ergeben die Teilchen von 0,7, 0,8—0,9, 1,0 μ für d/D (a. a. O. als G bezeichnet) die Werte 0,242, 0,197 und 0,194. Die hier vorliegenden 1. und 3. Meßreihen an Partikeln ähnlicher Größe geben für d/D Mittelwerte 0,167 und 0,185. Dies läßt sich als ziemliche Übereinstimmung betrachten.

Da aber einige der jetzt gemessenen Teilchen wahrscheinlich kleiner als 0,7 μ waren, halte ich dafür, daß die 1. und 3. Meßreihe, wenn sie an denselben Teilchen mit der Punktierungsmethode durchgeführt wären, einen größeren Effekt als mit der Passagenmethode zeigen würden. Deswegen soll darauf hingewiesen werden, daß die Messung mit der Passagenmethode an den Partikeln eines gewissen Größengebietes prinzipiell *kleinere* Werte des Effektes ergeben wird als die Punktierungsmethode an denselben Teilchen. In beiden Methoden vergleichen wir nämlich die Summen von zwei Zahlenmengen, die der natürlichen und der vergrößerten B.B. zu gehören. Bei der Punktierungsmethode tragen zu den Summen die großen Teilchen kleine, wenig voneinander abweichende Zahlen bei, die kleinen Teilchen aber liefern große Zahlen mit starkem Effekt. In der Passagenmethode ist es umgekehrt: Die großen Teilchen mit kleinem Effekte liefern große Zahlen, die kleinen kleine. In der ersten Methode hat also die Anwesenheit von großen Teilchen keine besonders ungünstige Bedeutung, in der zweiten aber wird der von den kleinen Teilchen bewirkte Effekt durch die großen herabgedrückt.

Bessere Übereinstimmung zwischen beiden Methoden würde erzielt werden, wenn das Verhältnis der Diffusionsgeschwindigkeiten statt nach der Formel (wo D^2 gekürzt ist)

$$\frac{F_i}{F_0} = \frac{\sum_{k=1}^n t_{0,k}}{\sum_{k=1}^n t_{i,k}}$$

1) Vgl. Phys. Ztschr. 31. S. 76. 1930; Tab. 13 und die Fig. 11.

als Verhältnis von Summen von allen einzelnen Diffusionsgeschwindigkeiten nach der Formel

$$\frac{F_i}{F_0} = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{1}{t_{i,k}}}{\sum_{k=1}^n \frac{1}{t_{0,k}}}$$

gerechnet würde.

5. Messungen im polarisierten Lichte

Diese Messungen wurden im schwachen und intensiven ($J = 0,16$ Watt/cm 2) durchfallenden und polarisierten Lichte in der schon früher benutzten Anordnung (a. a. O. Fig. 7) an zentrifugierten Chloroformsuspensionen von Rußteilchen ausgeführt. Um sie zu verkürzen, wählte ich auch für die Zeit ein festes Intervall von 6 Minuten, und zählte gleichzeitig die Passagen längs der beiden Achsen x und y . Solche Passagenzählungen lassen sich wider Erwartung sehr leicht und verlässlich durchführen. Mittels der Stellschrauben wurde das Präparat so verschoben, daß sich das beobachtete Teilchen in einem Gitterkreuzungspunkte, welcher mit den Indizes 0,0 versehen gedacht wurde, befand, eine Signaluhr in Gang gesetzt, und im Verlaufe von 6 Min. wurden die Passagen so gezählt, daß die Teilchenposition relativ zu den Linienkreuzpunkten verfolgt wurde. Die Bezugskreuzpunkte wurden mit zwei Indizes versehen gedacht, die die bereits verwirklichten Passagenzahlen längs der x - und y -Achse bedeuteten. Um diesen Meßvorgang auf die Fürthsche Methode zurückzuführen, sind noch Korrekturen zu den gezählten Passagen anzubringen, da zwischen der letzten gezählten Passage und dem Schlußsignal eine gewisse Zeit vergeht. Da alle Korrekturen von 0 bis 1 gleich wahrscheinlich sind, wurde als mittlere Korrektion für jedes Teilchen, für beide Lichtintensitäten und jede Achse $\frac{1}{2}$ Passage zu den gezählten zugerechnet. Die ganze Meßreihe dauerte 100 mal 2×6 Min. für beide Lichtintensitäten immer an demselben Teilchen. Für die eine Hälfte der Meßreihe war die Polarisationsebene des Lichtes mit der x -, für die andere mit der y -Achse parallel.

Eine Übersicht über den Verlauf der Meßergebnisse gibt die Fig. 2.

Die mittleren Diffusionsgeschwindigkeiten der natürlichen Bewegung (Kurve I und II) ändern während der ganzen Beobachtungszeit von 10 Std. ihren relativen Wert und nähern sich zum Schluß

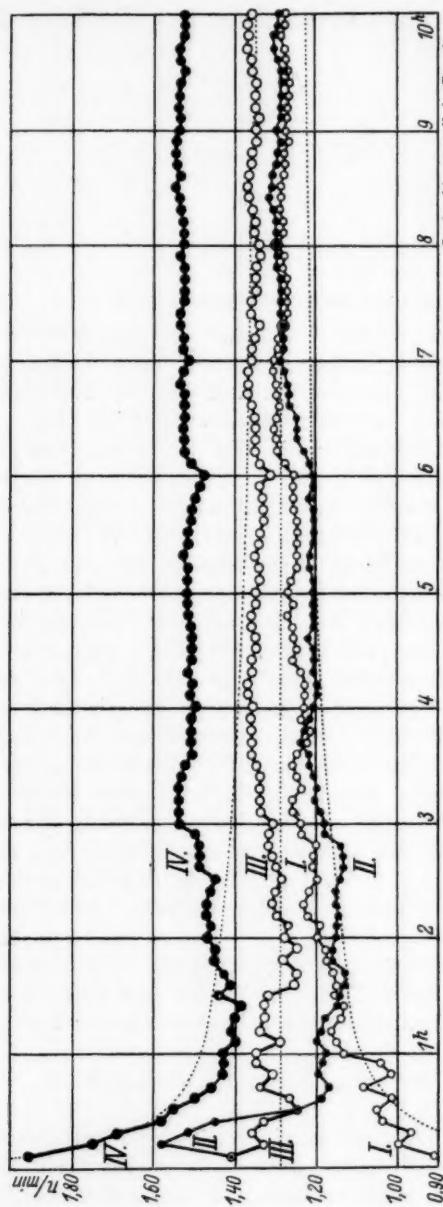


Fig. 2. Diffusionsgeschwindigkeiten der Brownsehen Rußteilchen im sehr schwachen (I und II) und starken (III und IV) polarisierten Lichte. Die Ordinaten geben die Zahl der pro Minuten erfolgten Passagen in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit an, und sind den Diffusionsgeschwindigkeiten bei der I. und III. Kurve im elektrischen, bei der II. und IV. im magnetischen Lichtvektor proportional. 1 Passage/min. = $1.07 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{sec}$ der Diffusionsgeschwindigkeit längs einer Achse.
Hauptzahlenwerte in Tab. 2

bis auf nicht ganz $\pm 1\%$ einem Mittelwert von $1,377 \cdot 10^{-8}$ cm/sec für eine Achse, der als Einheit für die Berechnung der wahrscheinlichen Schwankungsgrenzen (die punktierten Kurven) gesetzt wurde. Im starken Licht zeigt sich dieselbe Asymmetrie, welche schon früher mit der Punktierungsmethode gefunden wurde: Im elektrischen Lichtvektor ist die Diffusionsgeschwindigkeit nur wenig, um $5,2\%$ gestiegen, in dem magnetischen aber ist ihre $18,5\%$ ige Vergrößerung dieselbe wie im natürlichen Lichte. Die mittleren Schlußergebnisse dieser Meßreihe enthält die Tab. 2.

Tabelle 2

Die Schlußresultate aus der Messung der Asymmetrie der B.B. von Rußteilchen im linear polarisierten Lichte. $J = 0,16$ Watt/cm², Teilchengröße 0,7 bis $1,2 \mu$. Mittlere Temperatur 23,9°, im starken Lichte 24,0°. Beobachtungszeit 2×10 Stunden. Opt. Vergrößerung 410fach.

Lichtintensität Die Bezugsachse zur Polarisations- ebene:	Nullbeleuchtung		Wirksames Licht	
	senkrecht	parallel	senkrecht	parallel
Gesamte Passagenzahl.....	770	779	816	920
Mittlere Passagenzeit in sec ...	46,76	46,21	44,12	39,13
Mittlere Diffusionsgeschwindig- keit $F_{x,0}$ und $F_{x,t} \cdot 10^8$ cm ² /sec ¹)	1,369	1,385	1,451	1,636
F/F_0 reduziert auf gleiche Tem- peratur u. Viskosität, in %..	$1,377 = 100\%$	105,2	118,5	

6. Deutung des Effektes

Ausführlicher wird der Effekt in einem selbständigen Artikel erklärt. Hier soll nur der Hauptgedanke angegeben und auf die vorliegenden Messungen angewendet werden.

Die Verstärkung der B.B. durch Lichtabsorption läßt sich mit anderen Worten als Vergrößerung der Diffusionsgeschwindigkeit Brownscher Teilchen beschreiben, oder als Erhöhung des Diffusionskoeffizienten D , der der natürlichen B.B. zukommt, um einen kleinen Betrag d auf den Wert $D + d$. Die bisherigen experimentellen Erfahrungen (eine Untersuchung in seitlicher Beleuchtung publizierte ich an anderer Stelle) lehren, daß die Vergrößerung des Diffusionskoeffi-

1) Die absoluten Werte der Diffusionsgeschwindigkeiten sind in dieser Meßreihe allgemein um $1/4$ kleiner, als in der Reihe I, Tab. 2, ob zwar die Messung an gleich großen Teilchen stattfand. Die Ursache davon erblicke ich in der größeren Viskosität des Mittels, denn in dieser Reihe habe ich bei der Zubereitung der Suspensionen den Ruß, um mehr kleine Teilchen zu erhalten, mit einem Öltropfen gerieben und die große Fluidität des Chloroforms ist wahrscheinlich auf solche Verunreinigungen sehr empfindlich.

zienten räumlich unsymmetrisch ist, und zwar liegt sie im natürlichen Lichte vorwiegend in der zum Lichtstrome senkrechten Ebene, und im polarisierten Lichte in dem magnetischen Lichtvektor.

Qualitative Erklärung: Das Wesen des Effektes besteht in der sichtbaren und meßbaren Umwandlung der strahlenden Energie in Wärme, d. h. in die thermische Molekularbewegungsenergie. Diese Umwandlung hat man sich im allgemeinen als Folge von molekularen Stößen 2. Art vorzustellen. In unserem Falle spielen sich die Stöße 2. Art in der Grenzschicht Teilchen-Flüssigkeit zwischen den durch Lichtabsorption angeregten Oberflächenmolekülen des Teilchens und den Flüssigkeitsmolekülen ab. Jeder solche Elementarprozeß überträgt auf das Teilchen aus dem durch den Stoß 2. Art vernichteten Lichtquant einen kleinen Bruchteil α seiner Energie als Bewegungsenergie, die zu einer kleinen Verrückung des Teilchens in dem viskosen Mittel verbraucht wird. Alle diese chaotisch ungeordneten Verrückungen addieren sich zu der natürlichen B.B., so daß diese vergrößert erscheint. Aus den experimentellen Erfahrungen über die Asymmetrie des Effektes ist zu schließen, daß die Stöße 2. Art vorwiegend auf jenem Teile der Partikeloberfläche stattfinden, auf welchem der magnetische Lichtvektor senkrecht steht, was sich auf unsymmetrische Absorption des Lichtes zurückführen läßt. Die mikroskopischen Teilchen, deren Dimensionen mit der Wellenlänge des Lichtes vergleichbar sind, absorbieren höchstwahrscheinlich das Licht nicht auf der Vorderseite, wie wir es auf Gegenständen von Laboratoriumsdimensionen vorzufinden gewöhnt sind, sondern auf den seitlichen Flächen, deren Normale mit dem magnetischen Lichtvektor parallel ist oder kleine Winkel bildet. Dieser Umstand bedarf noch weiterer experimenteller Forschung.

Quantitative Erklärung: Um diese zu erzielen, müssen wir die bisherigen, äußerst ungenauen Vorstellungen über den Verlauf der Stöße 2. Art durch die wohl annehmbare Annahme erweitern, daß ein solcher Stoß, d. h. die Umsetzung der Energie $h\nu$, eine zwar sehr kurze, aber doch endliche Zeitspanne τ dauert, die der Größenordnung nach mit der Dauer anderer bekannter molekularer Vorgänge vergleichbar wäre, also etwa 10^{-9} bis 10^{-10} sec. In der Zeit τ breitet sich die Druckkraft, die bei dem Stoße 2. Art entsteht, und die die Stoßteilnehmer in Bewegung setzen soll, in dem Teilchen und in der Flüssigkeit in gewisse Tiefen aus, die den Schallgeschwindigkeiten u_1 und u_2 in diesen Stoffen proportional sind. Um keine weitere spezielle Vorstellungen über den Verlauf eines Stoßes 2. Art entwickeln zu müssen, was sehr schwierig und sogar unmöglich wäre, wollen wir uns nur auf die allgemeinen Prinzipien von der Erhaltung

der Energie und des Impulses stützen und für die Aufteilung der Energie $h\nu$ auf beide Stoßteilnehmer die Massen m_1 und m_2 , die in dem Teilchen und in der Flüssigkeit der Druckkraft unterliegen, als maßgebend betrachten. Demnach ist der Bruch α , den das Teilchen als Bewegungsenergie aus der Energie $h\nu$ beim Stoße 2. Art ausbeutet, gleich $\frac{m_2}{m_1 + m_2}$ ¹⁾. Unter der Voraussetzung, daß die Massen m_1 und m_2 geometrisch ähnliche Raumgestalten bilden, ist dann

$$(9) \quad \alpha = \frac{u_2^3 s_2}{u_1^3 s_1 + u_2^3 s_1},$$

wo s_1 und s_2 die spezifischen Gewichte des Teilchens und der Flüssigkeit bedeuten.

Für die Kohlenteilchen ist $u_1 = 2,5 \cdot 10^5$ cm/sec, $s_1 = 1,68$ g/cm³, für das Wasser $u_2 = 1,45 \cdot 10^5$, für Chloroform $u_2 = 9,8 \cdot 10^4$, $s_2 = 1,53$. Ist die Stoßdauer τ von passender Länge, so daß $u_1 \tau$ nahe gleich dem Teilchendurchmesser ist, was bei Kohlenteilchen 0,8 μ für $\tau = 3 \cdot 10^{-10}$ sec der Fall ist, dann dürfen wir, grob genommen, für m_1 die Masse M des ganzen Teilchens setzen und der Verteilungskoeffizient α berechnet sich aus (9) in grober Annäherung zu

$$\alpha = 0,10 \text{ für Kohlenteilchen im Wasser und} \\ 0,05 \text{ " " " im Chloroform.}$$

Für die relative Vergrößerung der Diffusionsgeschwindigkeit d/D finden wir unter Anwendung der Einstein-Hopfschen Rechenmethode²⁾

$$(10) \quad \frac{d}{D} = \frac{\alpha M N \delta J_a}{12 \pi \zeta r R T},$$

wo δJ_a jene von dem Teilchen absorbierte Lichtenergie bedeutet, die unmittelbar nach der Absorption zu den Stößen 2. Art in der Grenzschicht den Anlaß gibt. Setzen wir den Absorptionsquerschnitt seinem wirklichen Querschnitte gleich (tatsächlich ist er größer, aber das bekräftigt nur den gesuchten Schluß), so absorbiert das Teilchen pro Sekunde die Energie $J_a = \pi r^2 J$. Wenn also die Stöße 2. Art den Effekt hervorzurufen wirklich imstande sind, so muß das Verhältnis $\delta J_a/J_a$ kleiner als 1 sein. Aus den letzten zwei Gleichungen ist

$$\frac{\delta J_a}{J_a} = \frac{12 R T \zeta d/D}{\alpha M N r J},$$

1) Aus den Gleichungen $\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = h\nu$ und $m_1 v_1 = m_2 v_2$ folgt nämlich $\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} h\nu$.

2) Phys. Ztschr. 31. S. 499. 1930 oder Časopis mat. a fys. 59. S. 266. 1930.

woraus nach Einsetzung von $d/D = 0,167$ und $0,185$, $r = 4 \cdot 10^{-5}$ cm, $M = 4,5 \cdot 10^{-13}$ g, $J = 6,8 \cdot 10^6$ Erg/cm² sec $\frac{\delta J_a}{J_a} = 0,013$ für die I. und $0,007$ für die II. Meßreihe folgt.

Anders ausgedrückt: Unter den gegebenen und betrachteten Bedingungen genügt es zur Hervorrufung des Effektes, wenn etwa 1% von den absorbierten Lichtquanten zu den Stößen 2. Art in der Grenzschicht Teilchen-Flüssigkeit führt. Der kleine Wert dieses Wirtschaftskoeffizienten zeigt, daß der Effekt sich auch dann auf Grund der Stöße 2. Art quantitativ erklären lassen wird, wenn die Bedingungen über den Verlauf dieser Stöße nicht in einem so günstigen Maße erfüllt sein werden, wie es oben angenommen worden ist. Alle Lichtquanten, die innerhalb des Teilchens absorbiert und durch Stöße 2. Art zwischen Teilchenmolekülen zerstreut werden, gehen für den Effekt verloren.

Die anderen physikalischen Vorgänge, wie die Erhöhung der Temperatur in der unmittelbaren Nähe des Teilchens, oder eventuelle Rückstöße von Photoelektronen, oder der Strahlungsdruck¹⁾, die zur Erklärung des Effektes herangezogen werden könnten, ergeben nach Durchrechnung größtenteils Diskrepanzen in der Richtung, daß die benutzte Beleuchtung 10^3 - bis 10^{18} mal stärker sein müßte, um die gefundene Bewegungsverstärkung zu verursachen. Deswegen scheint der Schluß berechtigt zu sein, daß nur die Erklärung durch Stöße 2. Art das Wesen des Effektes richtig interpretiert, und sie ermöglicht es auch, den Effekt in den Rahmen der gegenwärtigen physikalischen Erkenntnisse als eine passende Ergänzung derselben zwangsläufig einzugliedern. In der Physik wurde bisher die Entstehung der Bewegungsenergie von Materieteilchen als Folge der Stöße 2. Art nur vorausgesetzt. Der vorliegende Effekt bestätigt diese Voraussetzung, indem er die Entstehung der „Wärme“ sichtbar macht.

7. Zur praktischen Ausführung der Messungen

Da die Messung des Effektes ziemlich mühsam ist und leicht durch ganz triviale Hindernisse gehemmt sein kann, seien hier einige praktische Erfahrungen angeführt.

Die Zubereitung: 1) von wäßrigen Suspensionen. Der käufliche Ruß wird in Äther, Alkohol und Wasser gewaschen, eventuell auch in Lauge ausgekocht, um ihn zu entfetten, getrocknet, fein zerrieben und im Wasser suspendiert. Die schwarze Suspension wird leicht abzentrifugiert. Die jetzt fast ganz klare Suspension enthält die zur Messung geeigneten Kohlenteilchen. 2) der Beobachtungsküvette. Es werden mehrere 0,1 mm dünne Deckglässchen 22 × 22 mm auf eine Glasplatte aufgeklebt, mit einer Wachsschicht überzogen, die in der

1) Phys. Ztschr. **31**. S. 78. 1930 oder Časopis mat. a fys. **50**. S. 132. 1930.

Mitte des Gläschens im Kreise von etwa $\frac{1}{8}$ mm Durchmesser beseitigt wird. Auf diese werden einige Tropfen von Fluorwasserstoffsäure für etwa 10 Minuten aufgetragen, dann die Gläschchen gewaschen, in heißem Wasser abgeklebt und gereinigt. Die durchlöcherten Gläschchen bilden die Beobachtungsgefäße.

3) der Präparate. Einige Tropfen der klaren Suspension werden auf reines Objektglas aufgetragen, mit dem durchlöcherten Gläschchen, welches vorläufig mit einer Druckfeder angehalten wird, bedeckt, und kurz unter einen Rezipienten gebracht, um Luftblaschen zu entfernen, dann herausgenommen, mit einem zweiten Deckgläschchen 18×18 mm bedeckt, das Ganze in einer passenden weichen Presse zusammengedrückt, am Rande getrocknet, und gründlich mit warmen Wachs-Kolophonium gekittet. So erhält man sehr reine und feste Präparate. — Die von mir früher benützten, mit Kanadabalsam geklebten Gefäßchen haben sich in dieser Arbeit als nachteilig gezeigt, weil bei der Kittung des Präparates mikroskopische Balsamtropfen in die Flüssigkeit eindringen und bei der schwachen optischen Vergrößerung infolge der Lichtbeugung werden sie leicht für schwarze Kohlenteilchen gehalten, die aber keinen Effekt zeigen können.

Die Temperaturmessung. Dazu dient ein Hilfspräparat mit geklebtem Beobachtungsgefäß, in welchem das untere durchlöcherte Gläschchen länglich zerschnitten ist und ein eingebettetes Konstantan-Kupfer-Thermoelement trägt. Zur Temperaturmessung wird es an Stelle des Meßpräparates substituiert. Zur Messung der B.B. ist dieses Präparat weniger geeignet, weil durch die in demselben leicht entstehenden Flüssigkeitsströmungen die Messungen oft zunichte gemacht werden.

Die Arbeit mit Chloroformsuspensionen ist viel einfacher. Der rohe Ruß suspendiert sich im Chloroform sehr leicht. Auf dem Glasstäpel eines Fläschchens, das etwa 1 cm^3 Chloroform enthält, trägt man ein winziges Stückchen Ruß auf, zerreibt es und spült ab. Die Suspension kann eventuell zentrifugiert werden, um größere Teilchen zu entfernen. Es empfiehlt sich das untere durchlöcherte Gläschchen vorher mit Wasserglas anzukleben, weil sonst hier leicht Flüssigkeitsbewegungen entstehen. Zur Kittung des Präparates dient ein wässriges Klebstoff (Syndetikon), welches in das in der Presse ausgedrückte Chloroform eingegossen wird.

Zusammenfassung

Es wurde die Kraftwirkung des absorbierten Lichtes auf Brown-sche Kohlenteilchen mit der Fürthschen Passagenmethode untersucht und gefunden, daß diese Methode sich zur Messung des Effektes gut eignet, indem sie einen hohen Grad von Objektivität gewährt, unter der Bedingung, daß man eine schwächere optische Vergrößerung anwendet, die eine sichere Abzählung der Passagen zuläßt. Das Verhältnis des Quadrates der Teilchenverschiebung und der Zeit, das von der Meßmethode unabhängig ist, wird als *Diffusionsgeschwindigkeit* der B.B. bezeichnet.

In 3 Beobachtungsreihen zu je 2×1000 Passagen an denselben Teilchen, bei zwei Lichtintensitäten, die im Verhältnisse etwa 1:10000 waren, wurde die Diffusionsgeschwindigkeit nach Reduktion auf

gleiche Temperatur und Viskosität im starken Lichte $0,68 \text{ Watt/cm}^2$ bei $0,7-1,2 \mu$ -Teilchen um 16,7 und 18,5 %, an größeren Teilchen um 7,3 % größer als in der sehr schwachen Beleuchtung gefunden. Im polarisierten Lichte, $0,16 \text{ Watt/cm}^2$, wurde die zum elektrischen Lichtvektor parallele Komponente der Diffusionsgeschwindigkeit der kleinen Teilchen um 5,2 %, die zu dem magnetischen parallele um 18,5 % gegen ihre natürliche Größe verstärkt gefunden.

Dieser Effekt stellt die sichtbare Umwandlung der Strahlungsenergie in die molekulare Bewegungsenergie dar und läßt sich quantitativ als Folge der Stöße 2. Art zwischen den durch Lichtabsorption erregten Oberflächenmolekülen der Teilchen und den Flüssigkeitsmolekülen erklären. Die Transversalität des Phänomens und die Asymmetrie im polarisierten Lichte weist darauf hin, daß die Lichtabsorption an Teilchen, deren Größe mit der Wellenlänge des Lichtes vergleichbar ist, an den Seitenflächen, auf denen der magnetische Lichtvektor senkrecht steht, am größten ist.

Prag II., Böhmisches Technische Hochschule.

(Eingegangen 23. April 1935)

***Das durch Joulesche Wärme
entstehende Temperaturfeld einer Kugel
im homogenen elektrischen Feld***
Von Wilhelm Krasny-Ergen

Einleitung

Legt man an einen inhomogenen Körper ein elektrisches Gleich- oder Wechselfeld, so wird das Feld infolge der Verschiedenheit der Materialkonstanten verzerrt und im allgemeinen inhomogen, auch wenn es ohne diese Verzerrung homogen wäre. Sofern die Leitfähigkeit des Körpers von Null verschieden ist, entsteht nach dem Jouleschen Gesetz in jedem Volumenelement des Körpers pro Zeiteinheit eine bestimmte Wärmemenge. Einerseits wegen der Inhomogenität des Feldes, andererseits wegen der Verschiedenheit der Leitfähigkeit an verschiedenen Teilen des Körpers ist diese Wärmemenge von Ort zu Ort verschieden. Das hat Temperaturdifferenzen zur Folge, die sich nach den Gesetzen der Wärmefortpflanzung auszugleichen trachten. Es ist nun für verschiedene Anwendungen der elektrischen Ströme von Interesse, das sich nach einiger Zeit einstellende stationäre Temperaturfeld zu berechnen. Dies ist allerdings nur in einfachen Fällen möglich.

In der vorliegenden Arbeit soll das stationäre Temperaturfeld für den folgenden Fall berechnet werden. In einem homogenen isotropen Körper herrsche ein elektrisches Wechselfeld. (Der Fall des Gleichfeldes ergibt sich hieraus, wenn man die Feldfrequenz gegen Null konvergiert lässt.) Zwei Ebenen (Kühlflächen), die auf den Kraftlinien des homogenen Feldes normal stehen, seien auf gleicher, konstanter Temperatur gehalten. In dem genannten Körper wird in der Mitte zwischen den Kühlflächen eine homogene isotrope Kugel eingebettet, deren Radius klein ist gegenüber dem Abstand der Kühlflächen und gegenüber dem Abstand der Kugel von den Begrenzungsfächeln des erstgenannten Körpers. Dagegen sei die Wellenlänge des Feldes groß gegenüber dem Abstand der Kühlflächen. Wärmestrahlung und Wärmeströmung seien zu vernachlässigen. Der Wärmeaustausch an der Kugeloberfläche vollziehe sich nach dem Newtonschen Abkühlungsgesetz¹⁾.

1) Vgl. z. B. Frank-Mises, Diff. u. Integr. gl. d. Mechanik u. Physik II. Teil. S. 180.

Es erweist sich als zweckmäßig, zunächst das stationäre Temperaturfeld zu berechnen, das sich bei Abwesenheit der Kugel einstellt. Das geschieht in § 1 der Arbeit. Sodann wird in § 2 das Randwertproblem für das elektrische Potential bei Anwesenheit der Kugel behandelt. Nach Lösung dieses Problems kennt man auch die Verteilung der elektrischen Ströme und damit der Wärmequellen und kann daraus das Temperaturfeld bei Anwesenheit der Kugel berechnen, was wir in § 3 durchführen.

Bezeichnungen:

- $2l$ Abstand der Kühlflächen,
- R Radius der Kugel,
- ϵ Dielektrizitätskonstante,
- b elektrische Leitfähigkeit,
- λ Wärmeleitfähigkeit,
- η Wärmeübergangszahl (äußere Wärmeleitfähigkeit) an der Kugeloberfläche,
- φ elektrisches Potential,
- E elektrische Feldstärke,
- T Temperatur,
- q Joulesche Wärme pro Zeit- und Volumseinheit,
- E_0 Feldstärke des homogenen Feldes,
- ω Kreisfrequenz des homogenen Feldes,
- T_1 Temperatur der Kühlflächen,
- $j \sqrt{-1}$,
- ($x y z$) Kartesische Koordinaten (Nullpunkt = Kugelmittelpunkt),
z-Achse normal auf Kühlflächen,
- ($r \vartheta \psi$) Polarkoordinaten (Nullpunkt = Kugelmittelpunkt) $\vartheta = 0$ identisch mit z-Achse.

Größen mit dem Index i beziehen sich auf das Kugellinnere, Größen mit dem Index a auf den Körper, in den die Kugel eingebettet wird. Der Übergang von einer komplexen Zahl zu ihrer konjugierten ist durch einen * angedeutet. Die elektrischen Größen (φ, E usw.) sind Komplexzahlen, deren Betrag in bekannter Weise den Effektivwert der betreffenden Größe und deren Phase die Phasenverschiebung der Größe gegenüber dem homogenen Feld angibt.

§ 1. Das Temperaturfeld bei Abwesenheit der Kugel

Bei Abwesenheit der Kugel gilt für die Wärmemenge q überall:

$$(1) \quad q = b_a E_0^2.$$

Für die Temperatur gilt die Differentialgleichung

$$(2) \quad \Delta T = - \frac{q}{\lambda_a} l)$$

1) Vgl. z. B. Frank-Mises, a. a. O. S. 181.

mit den Randbedingungen

$$(3) \quad T = T_1 \text{ für } z = \pm l.$$

Da T von x und y nicht abhängt, reduziert sich (2) auf

$$\frac{d^4 T}{dz^4} = -\frac{q}{\lambda_a}$$

mit dem allgemeinen Integral

$$T = -\frac{q}{2\lambda_a} z^2 + az + b.$$

Berechnen wir a und b aus den Randbedingungen (3) und setzen wir den Wert von q aus Gl. (1) ein, so erhalten wir

$$(4) \quad T = -\frac{b_a}{2\lambda_a} E_0^2 z^2 + T_2,$$

$$(4a) \quad T_2 = \frac{b_a}{2\lambda_a} E_0^2 l^2 + T_1.$$

Die Temperatur hat also in der Mitte zwischen den beiden Kühlflächen, für $z = 0$, den Maximalwert T_2 . Von dieser Mitte fließen nach beiden Seiten Wärmestrome gegen die Kühlflächen zu. Dies ist der Grund, warum wir die Kugel in die Mitte zwischen den Kühlflächen bringen wollen. Bringen wir sie nämlich anderswo hin, so tritt dadurch, daß sich im Wege des genannten Wärmestromes eine, in bezug auf die Materialkonstanten von der Umgebung verschiedene Kugel befindet, eine Störung des Temperaturfeldes auf, die die Rechnung kompliziert. Würde man die Rechnung für den angedeuteten allgemeinen Fall durchführen und diese Störung von den Resultaten in Abzug bringen, so würde man analoge Resultate erhalten, wie in dem zu behandelnden spezielleren Fall.

§ 2. Das elektrische Potential bei Anwesenheit der Kugel

Das elektrische Potential muß, außer höchstens auf der Kugeloberfläche, überall endlich und stetig und mit stetigen ersten und ferner mit zweiten Ableitungen versehen sein. Ferner gilt wegen der Annahme großer Wellenlänge überall, außer an der Kugeloberfläche, die Laplacesche Gleichung

$$(5) \quad \Delta \varphi = 0.$$

In einer Entfernung von der Kugel, die groß ist gegenüber dem Kugelradius, darf man von der Störung nichts merken, d. h. φ muß in das Potential des homogenen Feldes übergehen:

$$(6) \quad \varphi = -E_0 z.$$

Beim Durchgang durch die Kugeloberfläche bleibt φ stetig

$$(7) \quad \varphi_i = \varphi_a \quad \text{für } r = R,$$

ebenso die Normalkomponente des Gesamtstromes, der sich aus dem

Verschiebungsstrom $\frac{j \omega \epsilon}{4\pi} \mathfrak{E}$ und dem Leitungsstrom $b \mathfrak{E}$ additiv zusammensetzt:

$$(8) \quad \left(b_i + \frac{j \omega \epsilon_i}{4\pi} \right) \frac{\partial \varphi_i}{\partial r} = \left(b_a + \frac{j \omega \epsilon_a}{4\pi} \right) \frac{\partial \varphi_a}{\partial r} \quad \text{für } r = R.$$

Setzen wir

$$(9) \quad 4\pi b_i + j\omega \epsilon_i = k_i, \quad 4\pi b_a + j\omega \epsilon_a = k_a$$

so geht (8) über in

$$(8a) \quad k_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial r} = k_a \frac{\partial \varphi_a}{\partial r}.$$

Dadurch verwandelt sich unser Randwertproblem in ein oft behandeltes¹⁾. Wir schreiben die Lösung gleich hin:

$$(10) \quad \varphi_i = -Fr \cos \vartheta,$$

$$(10a) \quad \varphi_a = -E_0 \cos \vartheta \left(r - \frac{G}{r^2} \right),$$

$$(11) \quad F = E_0 \frac{3k_a}{2k_a + k_i} = E_0 \frac{3(4\pi b_a + j\omega \epsilon_a)}{4\pi(2b_a + b_i) + j\omega(2\epsilon_a + \epsilon_i)},$$

$$(11a) \quad G = R^3 \frac{k_i - k_a}{2k_a + k_i} = R^3 \frac{4\pi(b_i - b_a) + j\omega(\epsilon_i - \epsilon_a)}{4\pi(2b_a + b_i) + j\omega(2\epsilon_a + \epsilon_i)}.$$

§ 3. Das Temperaturfeld bei Anwesenheit der Kugel

Die Temperatur T ist, außer höchstens auf der Kugeloberfläche, überall endlich, stetig und mit stetigen ersten und ferner mit zweiten Ableitungen verschen. Weiter gilt für T , außer an der Kugeloberfläche, die zu (2) analoge Differentialgleichung

$$\Delta T = -\frac{q}{\lambda} = -\frac{b}{\lambda} \mathfrak{E} \mathfrak{E}^*$$

oder

$$(12) \quad \Delta T = -\frac{b}{\lambda} (\text{grad } \varphi \cdot \text{grad } \varphi^*).$$

In einer gegenüber R großen Entfernung von der Kugel geht das Temperaturfeld in das durch Gl. (4) gegebene Temperaturfeld über, das bei Abwesenheit der Kugel herrscht:

$$(13) \quad \lim_{r \rightarrow \infty} T_a = -\frac{b_a}{2k_a} E_0^2 r^2 \cos^2 \vartheta + T_i.$$

Für die Kugeloberfläche folgt aus der Stetigkeit der Normalkomponente des Wärmestromes:

$$(14) \quad \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} = \lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial r} \quad \text{für } r = R,$$

$$(15) \quad \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} = \eta(T_a - T_i) \quad \text{für } r = R.$$

1) Vgl. z. B. Abraham Becker, Theorie der Elektrizität, 8. Aufl., Bd. 1, S. 77–78.

Zunächst bemerken wir, daß

$$(16) \quad S = -\frac{b}{2\lambda} \varphi \varphi^* + T_2$$

ein partikuläres Integral der Gl. (12) ist. Denn es gilt:

$$\begin{aligned} \Delta S &= -\frac{b}{2\lambda} \operatorname{div} \operatorname{grad}(\varphi \varphi^*) = -\frac{b}{2\lambda} [\operatorname{div}(\varphi \operatorname{grad} \varphi^*) + \operatorname{div}(\varphi^* \operatorname{grad} \varphi)] \\ &= -\frac{b}{\lambda} \left[(\operatorname{grad} \varphi \operatorname{grad} \varphi^*) + \frac{\varphi \Delta \varphi^*}{2} + \frac{\varphi^* \Delta \varphi}{2} \right]. \end{aligned}$$

Da aber $\Delta \varphi$ und daher auch $\Delta \varphi^*$ wegen (5) verschwinden, genügt S der Gl. (12) w. z. b. w.

Die Lösung unseres Randwertproblems erhalten wir dadurch, daß wir zu S eine solche Lösung U der zu (12) gehörigen homogenen Differentialgleichung

$$(5a) \quad \Delta U = 0$$

hinzufügen, daß für

$$(17) \quad T = S + U$$

die Randbedingungen (13—15) erfüllt sind. Setzt man für S seinen Wert aus (16) und für φ seinen Wert aus (10) und (10a) ein, so erhält man durch elementare Rechnungen, bei denen man sich mit Vorteil der Bedingungen (6), (7) und (8) bedient, für U folgende Grenzbedingungen:

$$(18) \quad \lim_{r \rightarrow \infty} U_a = 0,$$

$$(19) \quad \lambda_i \frac{\partial U_i}{\partial r} - \lambda_a \frac{\partial U_a}{\partial r} = \cos^2 \vartheta R |F|^2 \frac{\omega^2 \varepsilon_a (\varepsilon_a b_i - \varepsilon_i b_a)}{16 \pi^2 b_a^2 + \omega^2 \varepsilon_a^2} \text{ für } r = R,$$

$$(20) \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda_i \frac{\partial U_i}{\partial r} + \eta U_i - \eta U_a = \cos^2 \vartheta R |F|^2 \left[b_i + \frac{\eta R}{2} \left(\frac{b_i}{\lambda_i} - \frac{b_a}{\lambda_a} \right) \right] \\ \text{für } r = R. \end{array} \right.$$

Wir führen nun die Legendreschen Polynome $P_n(\cos \vartheta)$ ein. Speziell gilt:

$$(21)^1) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_0(\cos \vartheta) = 1 \\ P_2(\cos \vartheta) = \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2}. \end{array} \right.$$

Mit den Abkürzungen

$$(22) \quad C = \frac{1}{3} |F|^2 \frac{\omega^2 \varepsilon_a (\varepsilon_a b_i - \varepsilon_i b_a)}{16 \pi^2 b_a^2 + \omega^2 \varepsilon_a^2},$$

$$(23) \quad D = \frac{1}{3} |F|^2 \left[b_i + \frac{\eta R}{2} \left(\frac{b_i}{\lambda_i} - \frac{b_a}{\lambda_a} \right) \right]$$

erhalten wir aus (19) und (20)

$$(19a) \quad \lambda_i \frac{\partial U_i}{\partial r} - \lambda_a \frac{\partial U_a}{\partial r} = 2 R C P_2(\cos \vartheta) + R C P_0(\cos \vartheta) \text{ für } r = R,$$

1) Courant Hilbert, Methoden d. Math. Physik, Bd. 1, S. 71.

$$(20 \text{a}) \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda_i \frac{\partial U_i}{\partial r} + \eta U_i - \eta U_a = 2 R D P_2(\cos \vartheta) + R D P_0(\cos \vartheta) \\ \text{für } r = R, \end{array} \right.$$

$Y_n^{(m)}(\vartheta, \psi)$, $m = 1, 2 \dots 2n+1$, seien die Laplaceschen Kugelfunktionen n -ter Ordnung¹⁾. Speziell ist

$$(24) \quad Y_n^{(1)}(\vartheta, \psi) = P_n(\cos \vartheta).$$

Dann muß wegen der Kugelsymmetrie des Problems die Lösung U von (5a) eine Linearkombination von Ausdrücken von der Gestalt

$$r^n Y_n^{(m)}(\vartheta, \psi) \text{ und } r^{-(n+1)} Y_n^{(m)}(\vartheta, \psi)$$

sein. Wegen der Bedingung des Endlichbleibens kommen für U_i nur die Ausdrücke von der ersten Gestalt in Betracht, wegen der Bedingung (18) kann sich U_a nur aus Ausdrücken der zweiten Gestalt zusammensetzen:

$$(25) \quad U_i = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{2n+1} A_n^{(m)} r^n Y_n^{(m)}(\vartheta, \psi),$$

$$(25 \text{a}) \quad U_a = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{2n+1} B_n^{(m)} r^{-(n+1)} Y_n^{(m)}(\vartheta, \psi).$$

Mit diesen Ansätzen gehen wir in die Gl. (19a) und (20a) ein und beachten, daß die $Y_n^{(m)}$ linear unabhängig sind und daß daher ihre Koeffizienten auf beiden Seiten der Gleichungen übereinstimmen müssen. Dadurch erhalten wir für jedes in Betracht kommende n und m ein Gleichungssystem aus zwei Gleichungen für die beiden Unbekannten $A_n^{(m)}$ und $B_n^{(m)}$:

$$(26) \quad \left\{ \begin{array}{l} A_n^{(m)} \lambda_i n R^{n-1} + B_n^{(m)} \lambda_a (n+1) R^{-(n+2)} = 0 \\ A_n^{(m)} (\lambda_i n R^{n-1} + \eta R^n) - B_n^{(m)} \eta R^{-(n+1)} = 0 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{für } n \neq 0 \text{ oder } 2 \\ \text{und} \\ n = 2, m \neq 1 \end{array},$$

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} B_0^{(1)} \lambda_a R^{-2} = R C \\ A_0^{(1)} \eta - B_0^{(1)} \eta R^{-1} = R D \end{array} \right.$$

$$(28) \quad \left\{ \begin{array}{l} A_2^{(1)} \cdot 2 \lambda_i R + B_2^{(1)} 3 \lambda_a R^{-4} = 2 R C \\ A_2^{(1)} (2 \lambda_i R + \eta R^2) - B_2^{(1)} \eta R^{-3} = 2 R D \end{array} \right.$$

Daraus ergibt sich durch elementare Rechnung:

$$(29) \quad \left\{ \begin{array}{l} A_n^{(m)} = B_n^{(m)} = 0 \text{ für } n \neq 0 \text{ oder } 2 \text{ und } n = 2, m \neq 1, \\ A_0^{(1)} = R^2 \left(\frac{C}{\lambda_a} + \frac{D}{\eta R} \right), \quad B_0^{(1)} = R^3 \frac{C}{\lambda_a}, \\ A_2^{(1)} = \frac{2(3\lambda_a D + \eta R C)}{\eta R(3\lambda_a + 2\lambda_i) + 6\lambda_a \lambda_i}, \quad B_2^{(1)} = \frac{2(2\lambda_i(C-D) + \eta R C)}{\eta R(3\lambda_a + 2\lambda_i) + 6\lambda_a \lambda_i} R^5. \end{array} \right.$$

1) Courant Hilbert, Methoden d. Math. Physik, Bd. 1, S. 272, 441.

Nach Gl. (25) und (25a) gilt also:

$$U_i = A_0^{(1)} P_0(\cos \vartheta) + A_2^{(1)} r^2 P_2(\cos \vartheta),$$

$$U_a = B_0^{(1)} \frac{1}{r} P_0(\cos \vartheta) + B_2^{(1)} \frac{1}{r^3} P_2(\cos \vartheta)$$

oder gemäß Gl. (19):

$$U_i = A_0^{(1)} - \frac{1}{2} A_2^{(1)} r^2 + \frac{3}{2} A_2^{(1)} r^2 \cos^2 \vartheta,$$

$$U_a = B_0^{(1)} \frac{1}{r} - \frac{1}{2} B_2^{(1)} \frac{1}{r^3} + \frac{3}{2} B_2^{(1)} \frac{1}{r^3} \cos^2 \vartheta.$$

Aus den Gl. (16), (10) und (10a) ergibt sich für S

$$S_i = -\frac{b_i}{2 \lambda_i} |F|^2 r^2 \cos^2 \vartheta + T_2,$$

$$S_a = -\frac{b_a}{2 \lambda_a} E_0^2 \cos^2 \vartheta \left(r^2 - \frac{G + G^*}{r} + \frac{1}{r^4} |G|^2 \right) + T_2.$$

Gemäß Gl. (17) erhalten wir aus diesen Ausdrücken T :

$$(30) \quad \begin{cases} T_i - T_2 = A_0^{(1)} - \frac{1}{2} A_2^{(1)} r^2 + K r^2 \cos^2 \vartheta, \\ T_a - T_2 = B_0^{(1)} \frac{1}{r} - \frac{1}{2} B_2^{(1)} \frac{1}{r^3} + L r^2 \cos^2 \vartheta \\ \quad + M \frac{1}{r} \cos^2 \vartheta + \frac{3}{2} B_2^{(1)} \frac{1}{r^3} \cos^2 \vartheta + N \frac{1}{r^4} \cos^2 \vartheta \end{cases}$$

mit

$$(31) \quad \begin{aligned} A_0^{(1)} &= R^2 \left(\frac{C}{\lambda_a} + \frac{D}{\eta R} \right) \\ &= \frac{3 E_0^2 R^2 \left[\frac{1}{\lambda_a} \omega^2 \epsilon_a (\epsilon_a b_i - \epsilon_i b_a) + (16 \pi^2 b_a^2 + \omega^2 \epsilon_a^2) \left(\frac{b_i}{\eta R} + \frac{b_i}{2 \lambda_i} - \frac{b_a}{2 \lambda_a} \right) \right]}{16 \pi^2 (2 b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2 \epsilon_a + \epsilon_i)^2}, \\ \frac{1}{2} A_2^{(1)} &= \frac{3 \lambda_a D + \eta R C}{\eta R (3 \lambda_a + 2 \lambda_i) + 6 \lambda_a \lambda_i} \\ &= 3 E_0^2 \eta R \frac{\frac{3}{2} \lambda_a \left(\frac{b_i}{\eta R} + \frac{b_i}{2 \lambda_i} - \frac{b_a}{2 \lambda_a} \right) (16 \pi^2 b_a^2 + \omega^2 \epsilon_a^2) + \omega^2 \epsilon_a (\epsilon_a b_i - \epsilon_i b_a)}{[\eta R (3 \lambda_a + 2 \lambda_i) + 6 \lambda_a \lambda_i] [16 \pi^2 (2 b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2 \epsilon_a + \epsilon_i)^2]}, \\ K &= -\frac{b_i}{2 \lambda_i} |F|^2 + \frac{3}{2} A_2^{(1)} \\ &= -\frac{9}{2} E_0^2 \frac{\eta R b_a [16 \pi^2 b_a (3 b_a + 2 b_i) + \omega^2 \epsilon_a (3 \epsilon_a + 2 \epsilon_i)]}{[\eta R (3 \lambda_a + 2 \lambda_i) + 6 \lambda_a \lambda_i] [16 \pi^2 (2 b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2 \epsilon_a + \epsilon_i)^2]}, \\ B_0^{(1)} &= R^3 \frac{C}{\lambda_a} = 3 E_0^2 R^3 \frac{1}{\lambda_a} \frac{\omega^2 \epsilon_a (\epsilon_a b_i - \epsilon_i b_a)}{16 \pi^2 (2 b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2 \epsilon_a + \epsilon_i)^2}, \\ \frac{1}{2} B_2^{(1)} &= R^5 \frac{2 \lambda_i (C - D) + \eta R C}{\eta R (3 \lambda_a + 2 \lambda_i) + 6 \lambda_a \lambda_i} \\ &= -6 E_0^2 R^5 b_a \lambda_i \eta R \cdot \frac{16 \pi^2 b_a \left(\frac{b_i}{\eta R} + \frac{b_i}{2 \lambda_i} - \frac{b_a}{2 \lambda_a} \right) + \omega^2 \epsilon_a \left(\frac{\epsilon_i}{\eta R} + \frac{\epsilon_i}{2 \lambda_i} - \frac{\epsilon_a}{2 \lambda_a} \right)}{[\eta R (3 \lambda_a + 2 \lambda_i) + 6 \lambda_a \lambda_i] [16 \pi^2 (2 b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2 \epsilon_a + \epsilon_i)^2]}, \end{aligned}$$

$$(31) \quad \left\{ \begin{array}{l} L = -\frac{b_a}{2 k_a} E_0^2, \\ M = \frac{b_a}{k_a} E_0^2 \cdot \text{Realteil } G \\ \quad = \frac{b_a}{k_a} E_0^2 R^3 \frac{16 \pi^2 (b_i - b_a)(2b_a + b_i) + \omega^2 (\epsilon_i - \epsilon_a)(2\epsilon_a + \epsilon_i)}{16 \pi^2 (2b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2\epsilon_a + \epsilon_i)^2}, \\ N = -\frac{b_a}{2 k_a} E_0^2 |G|^2 = -\frac{b_a}{2 k_a} E_0^2 R^6 \frac{16 \pi^2 (b_i - b_a)^2 + \omega^2 (\epsilon_i - \epsilon_a)^2}{16 \pi^2 (2b_a + b_i)^2 + \omega^2 (2\epsilon_a + \epsilon_i)^2}. \end{array} \right.$$

Eine Diskussion dieser Formeln und deren Anwendung auf spezielle Beispiele, insbesondere auf das im Zusammenhang mit der Kurzwellentherapie viel umstrittene Problem, wie stark sich kleine Körper im Wechselfeld erwärmen, wird in einer späteren Arbeit folgen.

Wien, Institut für theoret. Physik der Universität, April 1935.

(Eingegangen 9. Mai 1935)